



HAL
open science

États résonants de noyaux loin de la stabilité

Julien Gibelin

► **To cite this version:**

Julien Gibelin. États résonants de noyaux loin de la stabilité. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen Normandie, 2018. tel-01729016

HAL Id: tel-01729016

<https://theses.hal.science/tel-01729016v1>

Submitted on 12 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Normandie Université

MÉMOIRE

Pour obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches
Spécialité : Physique

Préparé au sein de l'Université de Caen Normandie

États résonants de noyaux loin de la stabilité

Présentée et soutenue par :
Julien GIBELIN

gibelin@unicaen.fr

(Normandie Univ, ENSICAEN, UNICAEN, CNRS/IN2P3, LPC Caen)

Soutenue publiquement le 25 janvier 2018

devant le jury composé de :

Mme Marielle CHARTIER	Professeure, University of Liverpool (UK)	<i>Rapporteuse</i>
M. Marek LEWITOWICZ	Directeur de Recherche CNRS, GANIL	<i>Rapporteur</i>
M. Riccardo RAABE	Professeur, Université de Leuven (BE)	<i>Rapporteur</i>
Mme Patricia ROUSSEL-CHOMAZ	Cadre supérieur, HDR, CEA Saclay	<i>Examinatrice</i>
M. Elias KHAN	Professeur des Universités, Paris Sud	<i>Examinateur</i>
M. Nigel ORR	Directeur de Recherche CNRS, LPC CAEN	<i>Garant</i>



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Table des matières

Table des matières	i
Table des figures	vi
Liste des tableaux	1
I Introduction & Curriculum Vitæ	3
1 Introduction	5
1.1 La physique...	5
1.2 ...et l'humain	7
2 Curriculum Vitæ	8
II Résultats expérimentaux	27
3 De résonances en résonances	29
3.1 Formalisme pour les résonances	30
3.1.1 Section efficace de diffusion	30
3.1.2 Expression du décalage en énergie et de la pénétrabilité	31
3.1.3 Expression de la <i>forme</i> d'une résonance	35
3.1.4 Position & largeur de l'état, fonction de l'énergie	36
3.1.5 Étude systématique	37
3.1.6 États virtuels	40
3.1.7 Calcul des largeurs à particule indépendante	42

3.2	Vers les résonances géantes	44
4	Le cas de l'Hélium-9	47
4.1	Contexte	47
4.2	Expérience	50
4.3	Analyse	51
4.3.1	Réaction test, états de ^{17}O	52
4.3.2	Résultats	54
4.4	Discussion	57
4.5	Comparaison avec les théories	58
5	Isotopes de bore riches en neutrons	61
5.1	Méthode, expérience et analyse	62
5.1.1	Méthode	62
5.1.1.1	Considération préliminaires	62
5.1.1.2	Réactions	62
5.1.1.3	Masse invariante	63
5.1.2	Dispositif expérimental : SAMURAI à RIKEN	65
5.1.2.1	Faisceau secondaire	66
5.1.2.2	La salle d'expérience SAMURAI	67
5.1.3	L'analyse	69
5.1.3.1	Le Faisceau	69
5.1.3.2	DALI	71
5.1.3.3	Hodoscope	72
5.1.3.4	SAMURAI (chambres à dérive)	73
5.1.3.5	NEBULA	75
5.1.3.6	Énergie relative	77
5.1.3.7	Simulations	78
5.2	Bore-15 ($A/Z = 3$)	80
5.3	Bore-16 et Bore-18	81
5.3.0.1	Bore-16 ($A/Z = 3.2$)	82
5.3.0.2	Bore-18 ($A/Z = 3.6$)	88
5.4	Bore-17 et Bore-19	94
5.4.0.1	Bore-17 ($A/Z = 3.4$)	94
5.4.0.2	Bore-19 ($A/Z = 3.8$)	95
5.5	Bore-20 et Bore-21	102
5.5.0.1	Bore-20 ($A/Z = 4$)	102
5.5.0.2	Bore-21 ($A/Z = 4.2$)	103
5.6	Résumé bores	105
6	Isotopes de carbone riches en neutrons	107

6.1	Carbone-16 ($A/Z = 2.7$, cours M2 NAC)	109
6.1.1	Magicité et évolution des caractéristiques du 2_1^+	109
6.1.2	Premiers résultats pour le ^{16}C	111
6.1.2.1	Méthodes	111
6.1.2.2	Temps de demi-vie, « recoil shadow method »	112
6.1.2.3	Déformation nucléaire : diffusion inélastique	115
6.1.2.4	Excitation Coulombienne	117
6.1.3	Re-mesure du temps de demi-vie	119
6.1.3.1	Mesure par fusion-évaporation, plunger	119
6.1.3.2	Confirmation, « recoil shadow method »	122
6.1.4	Conclusion	124
6.2	Carbones-17,19	125
6.2.1	Carbones-17 ($A/Z = 2.8$)	125
6.2.2	Carbones-19 ($A/Z = 3.2$)	128
6.3	Carbone-18 ($A/Z = 3$)	131
6.4	Carbone-20 ($A/Z = 3.3$)	133
6.5	Carbone-21 ($A/Z = 3.5$)	134
6.6	Carbone-22 ($A/Z = 3.7$)	140
6.7	Carbone-23 ($A/Z = 3.8$)	142
6.8	Résumé des propriétés pour $^{17-22}\text{C}$	142
7	Résonances géantes et pygmées	145
7.1	Nature et description des résonances géantes	146
7.1.1	Vue d'ensemble, model macroscopique	146
7.1.2	Modes de compression	147
7.1.2.1	ISGMR	147
7.1.2.2	ISGDR	148
7.1.2.3	Lien avec le module d'incompressibilité	148
7.1.3	Résonances électriques dipolaires « Pygmées »	153
7.2	Mesure des modes de compression	155
7.2.1	Sondes et techniques utilisées dans les noyaux stables	155
7.2.2	Noyaux loin de la stabilité	157
7.2.3	La cible active MAYA	158
7.2.3.1	Description générale	158
7.2.3.2	Détecteurs ancillaires	160
7.2.3.3	Améliorations liées aux expériences présentées	160
7.2.3.4	Principe d'analyse	162
7.3	Mesure des IVGDR et PDR	164
7.3.1	Sondes et techniques utilisées	164
7.4	Résultats sur les modes de compression	166
7.4.1	Introduction et historique	166

7.4.2	Diffusion inélastique de deuton sur le ^{56}Ni	168
7.4.3	Diffusion inélastique d'alpha sur le ^{56}Ni	169
7.4.4	Diffusion inélastique de deuton et d'alpha sur le ^{68}Ni	174
7.4.4.1	Diffusion alpha	175
7.4.4.2	Diffusion de deutons	177
7.4.4.3	Conclusion	178
7.4.5	Bilan sur les modes de compression	180
7.4.5.1	Bilan expérimental	180
7.4.5.2	Bilan physique	182
7.5	Quelques résultats sur les résonances pygmées	183
7.5.1	Excitation Coulombienne du ^{26}Ne	183
7.5.2	Excitation Coulombienne et nucléaire du ^{68}Ni	185
7.6	Futures expériences	186
7.6.1	Au GANIL : sur LISE	186
7.6.1.1	Motivations	186
7.6.1.2	Méthode expérimentale	188
7.6.1.3	Taux attendus et temps faisceau	189
7.6.1.4	Réception	190
7.6.2	Au RIKEN	191
7.6.3	Résonances Pygmées dans les isotopes de Calcium	191
7.6.4	Spin-flip et ISGMR dans les isobares $A = 132$	191
Conclusion générale		193
III Activités connexes		195
8	Actions de communication	197
8.1	Prix Schlumberger	198
	Le Billotron	198
	But	198
	Principe	198
	Dispositif	198
	Résultats et analyse	199
	Utilisation	199
	Le Billotrino	201
	Le Muoscope	202
	Les muons	202
	Les Cosmodétecteurs	203
	La roue cosmique	203
	Le réseau	204

8.2	Jeux de société	205
	Nucleus	205
	KiQoiKes	207
8.3	Autres réalisations et projets	209
	Time-lapse	209
	Carte des noyaux en LEGO®	211
	Analyseur de spectre	212
	Circuit de billes (projet)	212
	Collisionneur de goutte (projet)	213
	Wav'otron (projet)	214
8.4	Conclusion	215
IV Bibliographie, Annexes & Listes d'articles		217
9	Bibliographie	219
10	Résumé des propriétés des GMR mesurées	247
11	Articles principaux	253
11.1	PRL 101 (2008) 212503	254
11.2	PRL 100 (2008) 152501	255
11.3	PRC 75 (2007) 057306	256
11.4	NIM A648 (2011) 109	257
11.5	PRC 88 (2013) 034301	258
11.6	JInst 7 (2012) P01006	259
11.7	PRL 113 (2014) 032504	260
11.8	PRC 92 (2015) 024316	261
11.9	PLB 751 (2015) 371	262
11.10	Phys. Educ. 50 (2015) 453	263
12	Articles complémentaires	265
12.1	PRL 100 (2008) 042501	266
12.2	PRL 92 (2004) 062501	267
12.3	PRC 73 (2006) 024610	268
12.4	PLB 586 (2004) 34	269
12.5	PRC 78 (2008) 014308	270

Table des figures

3 De résonances en résonances

3.1	Schéma (à droite) et potentiel (à gauche) de la réaction considérée ici.	30
3.2	Représentation schématique de la fonction d'onde radiale	33
3.3	Lorentzienne et Breit-Wigner	38
3.4	Caractéristiques des Breit-Wigner fonction de la largeur	40
3.5	Caractéristiques des Breit-Wigner fonction de l'énergie d'excitation .	41
3.6	Évolution de la largeur avec l'énergie	42
3.7	Largeur à particule indépendante, fonction de son énergie	44
3.8	Modèle de résonances géantes « à particules indépendantes »	45

4 Le cas de l'Hélium-9

4.1	Énergies des couches neutrons pour $N = 7$	48
4.2	Résumé de tous les résultats expérimentaux pour l' ^9He	49
4.3	Schéma du dispositif expérimental pour l'étude de ^9He	50
4.4	Spectre en masse manquante pour la réaction $d(^{16}\text{O}, p)^{17}\text{O}$	52
4.5	Modèle en couche pour l' ^{17}O	53
4.6	Spectre en masse manquante pour la réaction $d(^8\text{He}, ^9\text{He})p$	55
4.7	Distributions angulaires états de l' ^9He	56

5 Isotopes de bore riches en neutrons

5.1	Schéma du dispositif expérimental sur SAMURAI	65
5.2	Photographie de la salle SAMURAI	67
5.3	Relation entre les différentes observables de l'expérience	79
5.4	Analyse gamma ^{15}B	80

5.5	Analyse gamma-gamma pour le ^{15}B	81
5.6	Résultats précédents pour le ^{16}B	82
5.7	Résultats pour ^{15}C	83
5.8	Analyse gamma du ^{15}B dans la réaction $^{17}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + 1n$	85
5.9	Analyse gamma du ^{15}B dans la réaction $^{17}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{B} + 1n$	85
5.10	Exemple de matrice de réponse	86
5.11	Exemple de résultat pour la matrice de réponse	88
5.12	$^{17}\text{B}+n$ et coïncidence gamma du ^{17}B	88
5.13	Nature des états du ^{18}B	89
5.14	Résumé des résultats pour le ^{18}B	93
5.15	Spectres ^{17}B	94
5.16	Illustration du rejet de la diaphonie	96
5.17	Résultats pour la voie $^{20}\text{C} \rightarrow ^{17}\text{B} + 2n$	97
5.18	Analyse gamma du ^{17}B , décroissance $^{19}\text{B}^*$	98
5.19	Comparaison expérience/théorie pour le ^{19}B	99
5.20	Résumé des résultats pour ^{19}B	101
5.21	Résultats pour la réaction $^{22}\text{N} \rightarrow ^{19}\text{B} + n$	102
5.22	Résultats pour la réaction $^{20}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{B} + n$	103
5.23	Résultats pour la réaction $^{22}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{B} + n$	104
5.24	Résultats pour la réaction $^{22}\text{N} \rightarrow ^{19}\text{B} + xn$	105
5.25	Systématique pour les isotopes $^{14-19}\text{B}$	105
5.26	S_n et S_{2n} pour B	106
6	Isotopes de carbone riches en neutrons	
6.1	2^+ calcium et $Z, N = 20, 28$	110
6.2	2^+ des carbone	110
6.3	Schéma « recoil shadow method » (RSM)	113
6.4	Schéma expérience Imai <i>et al.</i>	114
6.5	Rapports taux de comptage gamma, Imai <i>et al.</i>	115
6.6	Section efficace, diffusion inélastique proton ^{16}C	116
6.7	M_n/M_p pour les 2_1^+ des noyaux pair-pair	117
6.8	Résultats excitation Coulombienne du ^{16}C	118
6.9	Méthode du plunger et réaction de fusion-évaporation	120
6.10	Spectres gamma, méthode du plunger	121
6.11	Résultats seconde expérience RSM	122
6.12	Spectre gamma pour le ^{17}C	125
6.13	Énergie relative ^{16}C -neutron	126
6.14	Distributions en moment, état fondamental Carbone-17	127
6.15	Distributions en moment, état excité Carbone-17	128
6.16	Énergie relative ^{18}C -neutron	129

6.17	Distributions en moment longitudinal pour différents états du ^{19}C	130
6.18	Spectres total pour le ^{18}C	131
6.19	Spectres $\gamma - \gamma$ pour le ^{18}C	132
6.20	Spectres gamma pour le ^{20}C	133
6.21	Spectres relatif neutron pour le $^{20}\text{C}^*$	134
6.22	Analyse approfondie du ^{21}C	135
6.23	Comparaison expérience/théorie pour $^{20,21}\text{C}$	136
6.24	Résultats principaux sur la structure du ^{21}C	139
6.25	Résultats annexes sur la structure du ^{21}C	140
6.26	Évolution des énergies 2_1^+ pour $Z = 6, 8$ avec N	141
6.27	Énergie relative $^{20}\text{C}-2n$	142
6.28	Systématique des états des isotopes $^{17-22}\text{C}$	143
7	Résonances géantes et pygmées	
7.1	Représentations schématiques des résonances géantes	147
7.2	Représentations schématiques : ISGMR et ISGDR	148
7.3	Illustration K_τ Cd et Sn	151
7.4	Systématique expérimentale des énergies d'excitation GMR	153
7.5	Règle de somme fonction de la peau de neutron	155
7.6	Distributions angulaires théoriques ISGMR et ISGDR ^{56}Ni	156
7.7	Cinématique inverse diffusion alpha sur ^{68}Ni	157
7.8	Vue schématique de MAYA	159
7.9	Principe du masque faisceau	161
7.10	Reconstruction des traces dans MAYA	162
7.11	Identification des particules dans MAYA	163
7.12	Excitation Coulombienne : schéma et nombre de photons virtuels	165
7.13	Systématique des mesures des ISGMR	166
7.14	Modes de compression, chaîne des nickel	167
7.15	Résultats pour le ^{56}Ni	169
7.16	Distributions angulaires élastique diffusion α sur ^{56}Ni	170
7.17	Spectres en énergie, diffusion α sur ^{56}Ni	171
7.18	MDA et distributions angulaires, diffusion α sur ^{56}Ni	172
7.19	Distribution de force ISGDR dans les $^{56-58}\text{Ni}$	174
7.20	Spectres en énergie, diffusion α sur ^{68}Ni	175
7.21	Distributions angulaires, diffusion α sur ^{68}Ni	176
7.22	MDA, diffusion α sur ^{68}Ni	177
7.23	Spectres en énergie, diffusion d sur ^{68}Ni	178
7.24	Distributions angulaires, diffusion d sur ^{68}Ni	179
7.25	Distribution de force ISGMR dans le ^{68}Ni	179
7.26	Efficacités géométriques, diffusion d'alpha avec et sans silicium	181

7.27	Résumé ISGMR dans les nickels, expérience et théorie	182
7.28	Schéma expérience d'excitation Coulombienne du ^{26}Ne	184
7.29	Résultats PDR ^{26}Ne	184
7.30	Résultats PDR ^{68}Ni	185
7.31	Contraintes expérimentales sur l'équation d'état	187
7.32	Schéma proposition d'expérience GR sur LISE	188

8 Actions de communication

8.1	Vue et photo du Billotron	199
8.2	Résultats des simulations	200
8.3	Vue et photo du Billotrino	201
8.4	La grande arche	203
8.5	Distribution angulaire des muons	204
8.6	Plateau du jeu <i>Nucleus</i>	205
8.7	Les cartes du jeu <i>Nucleus</i>	206
8.8	Les cartes du jeu <i>KiQoikes</i>	208
8.9	Captures d'écran du time-lapse	209
8.10	Statistiques sur le film	210
8.11	Carte des noyaux en 3D	212
8.12	Circuit de bille schéma et illustration	212
8.13	Représentations du collisionneur de gouttes	213
8.14	Représentation schématique du Wav'otron.	214

Liste des tableaux

4 Le cas de l'Hélium-9

- 4.1 Résultats sur les états de ^{17}O 54
 4.2 Position et largeur des états du ^9He obtenues. 56

5 Isotopes de bore riches en neutrons

- 5.1 Faisceaux : intensités & énergies 66
 5.2 Facteurs spectroscopiques ^{18}B 92

6 Isotopes de carbone riches en neutrons

- 6.1 Résumé des résultats des différentes expériences 124
 6.2 Liste des propriétés des états du ^{17}C 128
 6.3 Résultats ^{19}C 130
 6.4 Facteurs spectroscopiques calculés pour ^{21}C 138

7 Résonances géantes et pygmées

- 7.1 Paramètres de compressibilité, dans le modèle de la goutte liquide . 152

8 Actions de communication

- 8.1 Analogie entre les observables et les caractéristiques de la maquette. 213

Première partie

Introduction

&

Curriculum Vitæ

Introduction

1.1 La physique...

L'ÉCRITURE d'une habilitation à diriger des recherches est, bien évidemment, l'occasion de rassembler et de réfléchir aux travaux accomplis ces dernières années.

Dans mon cas, les choix faits depuis ma thèse me posaient *a priori* et en terme d'orientation scientifique un problème de synthèse : thèse en structure nucléaire France-Japon sur les résonances géantes, premier contrat post-doctoral à Berkeley sur la fission nucléaire (avec cependant une forte implication dans le programme de structure nucléaire par émission γ), second contrat au GANIL sur le noyau non-lié d' ^9He et les cibles actives. Puis une fois nommé à l'université de Caen, encadrement d'étudiants de nouveau sur des expériences de résonances géantes en même temps que mon implication au sein du groupe de structure nucléaire du Laboratoire de Physique Corpusculaire sur la structure des noyaux légers à la drip-line neutron. Si résumer tout cela ne me semblait pas une difficulté, trouver une ligne directrice simple, ou plutôt une histoire à raconter, me paraissait plus complexe.

Cependant, le mot qui revient souvent dans les travaux sur lesquels j'ai travaillé est « résonances » : qu'elles soient géantes, pygmées, états dans le continuum ou encore simples outils expérimentaux. Ce terme sera donc le fil conducteur de la plupart des travaux présentés dans ce manuscrit.

Afin de mettre en valeur mes intérêts à la fois pour l'analyse de données complexes et mon goût pour le passage de connaissance, ce mémoire est séparé en deux parties : une sur les résultats des différentes expériences tournant autour des résonances et dans lesquels j'ai eu une forte implication, en particulier comme encadrant de thèse. J'ai cherché souvent à aller au delà des résultats publiés ou produits par les étudiants soit en complétant les analyses, soit

en les mettant à jour avec de nouveaux résultats soit en en proposant une relecture. La seconde partie, quant à elle, présente des travaux et des réflexions plus générales autour de la communication scientifique. J'ai également pensé ce manuscrit comme un moyen de réflexion pour moi-même, en posant sur le papier certaines de mes interrogations et si possible leur solution ; mais également comme un outil d'échange avec mes collègues (qu'ils soient étudiants ou plus expérimentés).

La première partie commence par un chapitre introduisant de manière succincte des outils théoriques, avec pour second objectif de relier les résonances étudiées expérimentalement dans la seconde partie.

Naturellement, des points communs autres que les résonances se dégagent, notamment d'un point de vue expérimental. Afin de s'en apercevoir, nous développerons ici en guise de plan les différentes motivations scientifiques et leurs approches expérimentales.

Le deuxième chapitre traite de la structure du noyau non lié de ${}^9\text{He}$ et en particulier la nature de son état fondamental. Les résultats sont obtenus par réaction de transfert sur une faisceau SPIRAL₁ à GANIL et mesuré à l'aide du multi-détecteur MUST₂.

Les deux chapitres suivants se focalisent autour des premiers résultats obtenus sur les isotopes de bore ${}^{15-21}\text{B}$ et de carbone ${}^{17-23}\text{C}$ auprès du dispositif SAMURAI au RIKEN. Les principaux objectifs de ces analyses concernent des questions telles que la fermeture de sous-couche $N = 14$ et $N = 16$ ou bien encore la description des noyaux de deux neutrons, leur sous-système non lié et les corrélations neutrons sous-jacentes. Les noyaux produits sont souvent si loin de la stabilité que leurs états fondamentaux ou excités sont non-liés vis-à-vis de l'émission de neutron, et cette caractéristique produit ainsi un lien physique direct avec le chapitre précédent sur le ${}^9\text{He}$. Le dispositif et les techniques expérimentales sont présentés dans la première partie sur les bores et n'est donc par répétée dans la section sur les carbones. La plupart des résultats exposés sont préliminaires et en attente de publication. À noter que dans le chapitre sur les isotopes de carbone se glisse également une section sur le ${}^{16}\text{C}$ et la problématique de la nature de son premier état 2^+ (lié). Cette dernière, fondée sur mes travaux à Berkeley, est extraite de mes cours au Master NAC de Caen.

Enfin sont présentés les études sur les résonances géantes dans les noyaux exotiques, avec une attention particulière sur les modes de compression dans les isotopes de nickel, résultats obtenus au GANIL avec la cible active MAYA. Cette section se concluant sur une proposition d'expérience incluant la mesure des résonances pygmées, un retour sur mes travaux de thèse est également effectué. Le lecteur constatera également que les techniques développées dans cette dernière sont quasi-identiques à celles utilisées sur SAMURAI.

Une bref conclusion sur les résultats expérimentaux permet de passer à la seconde partie. Cette dernière liste les principales réalisations de communication grand public pour lesquelles je suis partie prenante et quelques idées de projets réalisables dans les années à venir.

1.2 ...et l'humain

Tout cela n'est bien évidemment possible que parce que je fais partie de groupe de travail et de collaborations dans lesquels sont impliqués nos étudiants. Ainsi les travaux sur l' ^9He sont fondés sur la thèse de Tarek AL KALANEE (Caen). Les noyaux de ^{56}Ni et ^{68}Ni ont été étudiés par Marine VANDEBROUCK (Orsay) et Soumya BAGCHI (Gronigen) respectivement, après que Manon GOTH, Frédérick ANGÉLIQUE et Grégoire LHOUTELLIER, alors en Master 1 à Caen, ont aidé à développer les outils expérimentaux nécessaires. Enfin Sylvain LEBLOND fut d'une aide précieuse pour la campagne SAMURAI au Japon avant de se focaliser sur ^{18}B et ^{21}C pour sa thèse. Mesdemoiselles, Messieurs, ce fût un immense plaisir que de travailler avec vous tel que ça l'est ou l'a été avec vos cadets Quentin DESHAYES, Belén MONTEAGUDO ! Un autre immense merci à mes collègues du groupe « exotique » du LPC Caen (qui n'a pas d'« exotique » que le nom), qui me subissent les jours où je ne suis pas en cours. En parlant de cours, je tiens enfin à remercier tous mes collègues du LPC Caen, où la saine ambiance qui y règne permet d'y maintenir ce fragile équilibre entre enseignement, recherche et communication scientifique.

Curriculum Vitæ

GIBELIN Julien

gibelin@unicaen.fr

Laboratoire de Physique Corpusculaire (UMR 6534)

6, Bd. M^{al} Juin – 14050 – CAEN Cedex

Tél : 02.31.45.24.11 Fax : 02.31.45.25.49

Cursus Universitaire

- 2002 – 2005 : Thèse de Doctorat** en *Physique Nucléaire Expérimentale* de l'Université Paris XI (Orsay, France) en collaboration avec Rikkyo University (Tokyo, Japon).
Titre : *Search for low-lying dipole strength in the neutron rich nucleus ^{26}Ne .*
Boursier Lavoisier Japon (Bourse du Ministère des Affaires Étrangères).
Premier bénéficiaire de la bourse et des accords universitaires du **Collège Doctoral Franco-Japonais**.
- 2001 – 2002 : DEA** Champs/Particules/Matières, Université Paris XI (Orsay, France).
Magistère de Physique Fondamentale.
- 2000 – 2001 : Maîtrise** de Physique, Université Paris XI (Orsay, France).
Magistère de Physique Fondamentale, 2^{ème} année.
- 1999 – 2000 : Licence** de Physique, Université Paris XI (Orsay, France).
Magistère de Physique Fondamentale, 1^{ère} année.

Expérience Professionnelle

- Depuis Septembre 2008 :** Maître de Conférence à l'Université de Caen, Basse-Normandie.
- Janvier 2013 – Août 2013 :** Boursier de la Japan Society for the Promotion of Science, dans le cadre d'un *Congé pour Recherche et Changement Thématique* effectué au RIKEN (Tokyo, Japon)
- Novembre 2007 – Août 2008 :** Séjour Post-Doctoral au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds : GANIL (Caen, France).
- Janvier 2006 – Octobre 2007 :** Séjour Post-Doctoral au Lawrence Berkeley National Laboratory (Berkeley, États-Unis).
- Septembre 2004 – Décembre 2005 :** Troisième année de thèse à l'Institut de Physique Nucléaire (Orsay, France).
- Septembre 2002 – Août 2004 :** Première et deuxième années de thèse au Heavy Ion Nuclear Physics Laboratory à l'Institut RIKEN (Tokyo, Japon).

Distinctions

- Prime d'Excellence Scientifique :** de Sept. 2011 à Sept 2015.
- Oustanding Performance Award :** prix délivré conjointement par le Lawrence Berkeley Natl. Lab. & le Lawrence Livermore Natl. Lab. (États-Unis).
- Lauréat du concours « Têtes Chercheuses »/Prix Musée Schlumberger 2010 :** prix de culture scientifique, finançant la réalisation du projet « Billotron » : dispositif grand public conçu pour illustrer les méthodes avec lesquelles les physiciens étudient les structures élémentaires de la matière. **Porteur du projet.**
- Lauréat du concours « Têtes Chercheuses »/Prix Musée Schlumberger 2015 :** pour la réalisation du projet « Muoscope » : dispositif grand public et pédagogique permettant de mettre en réseau un ensemble de détecteur de particules dans les établissements scolaires. **Membre actif du projet.**

MONTEAGUDO GODOY Belén « Structure des isotopes de béryllium au-delà de la limite de stabilité neutronique »

Université : Caen Normandie Période : Octobre 2016 – ...
Encadrement (co-encadrant) : 50%

REVEL Aldric « Nuclear forces at the extremes »

Université : Caen Normandie Période : Octobre 2015 – ...
Encadrement : 20%

DESHAYES Quentin « Étude de la structure des noyaux d'azote riches en neutron »

Université : Caen Normandie Période : Octobre 2014 – ...
Encadrement : 40%
Production : un article en préparation
Situation actuelle : Contrat post-doctoral au CEA/DRF

LEBLOND Sylvain « Structure des isotopes de bore et de carbone riches en neutrons aux limites de la stabilité »

Université : Caen Normandie Période : Octobre 2012 – Décembre 2015
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01289381>
Encadrement : 40%
Production : plusieurs articles en préparation
Situation actuelle : en contrat post-doctoral au CEA/DEN après un an à Hong Kong

BAGCHI Soumya « Study of Compression Modes in ^{56}Ni using an Active Target »

Université : Groningen (Hollande) Période : Mai 2011 – Mai 2015
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01253585>
Encadrement (co-promoteur) : 50%
Production : un article, un autre en préparation
Situation actuelle : en contrat post-doctoral à GSI (Allemagne)

VANDEBROUCK Marine « Première mesure des résonances géantes isoscalaires dans un noyau exotique riche en neutrons : le ^{68}Ni avec la cible active Maya »

Université : Paris Sud Orsay Période : Septembre 2010 – Septembre 2013
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00872712>
Encadrement (co-directeur) : 50%
Production : deux articles
Situation actuelle : Ingénieure de recherche au CEA/DRF

AI KALANEE Tarek « Etude du noyau d' ^9He *via* la réaction de transfert $d(^8\text{He}, p)$ à 15.4 MeV/nucléon »

Université : Caen Normandie Période : Octobre 2007 – Décembre 2010
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00557105>
Encadrement : 50%
Production : un article

Master 2

DESHAYES Quentin « Étude du ^{19}B , ^{22}C et autres systèmes non liés »

Université : Caen Normandie Période : Mars 2014 – Juin 2014

Encadrement : 50%

LEBLOND Sylvain « Structure des noyaux $^{18,19}\text{B}$ et $^{21,22}\text{C}$ »

Université : Caen Normandie Période : Mars 2012 – Juin 2012

Encadrement : 50%

VANDEBROUCK Marine « Les résonances géantes dans les noyaux exotiques »

Université : Paris Sud Période : Mai 2010 – Juin 2010

Encadrement : 50%

Master 1

DELACOUR Charlotte/LE GUILLOUX Kévin « Le MUOSCOPE : un réseau de détecteurs cosmiques pour les établissements scolaires. Écriture d'un cahier pédagogique »

Université : Caen Normandie (MEEF) Période : 5 Octobre 2015 – 9 Octobre 2015

Encadrement : 50%

PESTEL Valentin « Expérience de décroissance du ^{11}Li avec émission de neutrons retardés : Calibrations et analyse du bruit de fond »

Université : Caen Normandie Période : 27 Mai 2015 – 19 Juin 2015

Encadrement : 50%

LHOUTELLIER Grégoire « Résonance dipolaire isoscalaire dans le ^{56}Ni »

Université : Caen Normandie Période : 25 Mai 2011 – 17 Juin 2011

Encadrement : 100%

Production : un article

GOTH Manon « Caractérisation de nouveaux dispositifs pour la cible active MAYA »

Université : Caen Normandie Période : 26 Avril 2010 – 18 Juin 2010

Encadrement : 50%

Production : un article

ANGELIQUE Frederick « Développement du nouveau détecteur ACTAR »

Université : Caen Normandie Période : 27 Avril 2009 – 19 Juin 2009

Encadrement : 50%

Autres responsabilités & implications

Au niveau local :

- 2012 – 2017 : Membre élu du conseil de laboratoire du LPC Caen.
- Membre de la cellule communication du LPC Caen.
- Membre de l'équipe « LISE » au GANIL.

Au niveau national :

- 2015 – 2019 : Membre élu suppléant à la CNU (section 29).

Au niveau international :

- Membre de la commission qualité du Master Erasmus Mondus “NuPhys”
<http://master.us.es/nuphysjmd/>
- Membre suppléant du bureau des utilisateurs de l'accélérateur RIBF à RIKEN (RIBF-UEC)
http://ribfuser.riken.jp/RIBF_UG/
- Examineur pour des revues scientifiques (Phys. Rev. Lett.)
- Examineur pour des demandes de financement de projet (laboratoire iThemba, Afrique du Sud)
- Co-organisateur d'ateliers de travail (LISE WS)

Résumé des Publications et Contributions

Articles publiés dans les revues internationales à comité de lecture : 53

dont issus d'un co-encadrement de thèse : 4

Communications à des colloques internationaux avec comité de sélection : 5

Exposés invités/communications orales : 27

Rapports de recherche : 10

Autre communications à des colloques (comme co-auteur) : 38

Co-encadrement de thèse (% estimé) : 7 thésards à en moyenne 40% depuis 2008 (2 actuellement).

2017

Effective proton-neutron interactions near the dripline from unbound states in $^{25,26}\text{F}$

M. Vandebrouck, A. Lepailleur, O. Sorlin, T. Aumann, C. Caesar, M. Holl, V. Panin, F. Wamers, S. R. Stroberg, J. D. Holt, F. de Oliveira Santos, H. Alvarez-Pol, L. Atar, C. A. Bertulani, S. K. Bogner, K. Boretzky, M.J.G. Borge, W. Catford, J. Cederkall, L. Chulkov, D. Cortina-Gil, R. Crespo, Z. Elekes, D. Galaviz, R. Gernhuser, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **96** 054306 (2017)

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.96.054306>

Spectroscopy of ^{61}Fe via the neutron transfer reaction $^2\text{H}(^{60}\text{Fe}, p)^{61}\text{Fe}$

S. Giron, F. Hammache, N. de Séréville, P. Roussel, J. Burgunder, M. Moukaddam, D. Beaumel, L. Caceres, G. Duchêne, E. Clément, B. Fernandez-Dominguez, F. Flavigny, G. de France, S. Franchoo, D. Galaviz-Redondo, L. Gasques, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **95** 035806 (2017)

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.95.035806>

2016

Reaction cross section study of the two-neutron halo nucleus ^{22}C

Y. Togano, T. Nakamura, Y. Kondo, J. A. Tostevin, A. T. Saito, J. Gibelin, et al.

Phys. Lett. B **761**, 412 (2016), 7 pages.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2016.08.062>

The Nucleus ^{26}O : A Barely Unbound System beyond the Drip Line

Y. Kondo, T. Nakamura, R. Tanaka, R. Minakata, S. Ogoshi, N. L. Achouri, T. Aumann, H. Baba, F. Delaunay, P. Doornenbal, N. Fukuda, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. Lett. **116**, 102503 (2016), 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.102503>

Second 0^+ state of unbound ^{12}O : Scaling of mirror asymmetry

D. Suzuki, H. Iwasaki, D. Beaumel, M. Assié, H. Baba, Y. Blumenfeld, F. De Oliveira Santos, N. De Sereville, A. Drouart, S. Franchoo, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **93** 024316 (2016)

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.93.024316>

2015

Observation of isoscalar multipole strengths in exotic doubly-magic ^{56}Ni in inelastic α scattering in inverse kinematics

S. Bagchi, J. Gibelin, et al.

Phys. Lett. B **751**, 371–375 (2015), 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2015.10.060>

ARTICLE EXTRAIT DE LA THÈSE DE S. BAGCHI.

New findings on structure and production of ^{10}He from ^{11}Li with the ($d, ^3\text{He}$) reaction

A. Matta, D. Beaumel, H. Otsu, V. Lapoux, N. K. Timofeyuk, N. Aoi, M. Assié, H. Baba, S. Boissinot, R. J. Chen, F. Delaunay, N. de Sereville, S. Franchoo, P. Gangnant, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **92** 041302(R) (2015), 5 pages

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.92.041302>

Isoscalar response of ^{68}Ni to α -particle and deuteron probes

M. Vandebrouck, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **92** 024316 (2015), 12 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.92.024316>

ARTICLE EXTRAIT DE LA THÈSE DE M. VANDEBROUCK.

The Billotron : a way to experimentally apprehend the subatomic world

A. Chapon, J. Gibelin, et al.

Phys. Educ. **50**, 453 (2015) 10 pages.

<http://dx.doi.org/10.1088/0031-9120/50/4/453>

$^{12}\text{C}+p$ resonant elastic scattering in the Maya active target

S. Sambhi, R. Raabe, M. J. G. Borge, M. Caamano, S. Damoy, B. Fernandez-Dominguez, F. Flavigny, H. Fynbo, J. Gibelin, et al.

Eur. Phys. J. A **51**, 25 (2015), 7 pages.

<http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2015-15025-0>

2014

Neutron occupancy of the $0d_{5/2}$ orbital and the $N = 16$ shell closure in ^{24}O

K. Tshoo, Y. Satou, C. A. Bertulani, H. Bhang, S. Choi, T. Nakamura, Y. Kondo, S. Deguchi, Y. Kawada, Y. Nakayama, K. N. Tanaka, N. Tanaka, Y. Togano, N. Kobayashi, N. Aoi, M. Ishihara, T. Motobayashi, H. Otsu, H. Sakurai, S. Takeuchi, K. Yoneda, F. Delaunay, J. Gibelin, et al.

Phys. Lett. B **739**, 19 (2014), 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2014.10.033>

Measurement of the Isoscalar Monopole Response in the Neutron-Rich Nucleus ^{68}Ni

M. Vandebrouck, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. Lett. **113**, 032504 (2014), 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.032504>

ARTICLE EXTRAIT DE LA THÈSE DE M. VANDEBROUCK.

Deformation-Driven p-Wave Halos at the Drip Line : ^{31}Ne

T. Nakamura, N. Kobayashi, Y. Kondo, Y. Satou, J. A. Tostevin, Y. Utsuno, N. Aoi, H. Baba, N. Fukuda, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. Lett. **112**, 142501 (2014), 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.142501>

Experimental study of the two-body spin-orbit force in nuclei

G. Burgunder, O. Sorlin, F. Nowacki, S. Giron, F. Hammache, M. Moukaddam, N. de Sereville, D. Beaumel, L. Càceres, E. Clément, G. Duchêne, J. P. Ebran and B. Fernández-Domínguez, F. Flavigny, S. Franchoo, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. Lett. **112** 042502 (2014), 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.042502>

Upgrade of the SPIRAL identification station for high-precision measurements of nuclear decay

G.F. Grinyer, J. C. Thomas, B. Blank, H. Bouzomita, R. A. E. Austin, G. C. Ball, F. Bucaille, P. Delahaye, P. Finlay, G. Frémont, J. Gibelin, et al.

Nucl. Instr. Methods A **74** 18 (2014), 8 pages

<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.11.106>

2013

Structure of unbound neutron-rich ${}^9\text{He}$ studied using single-neutron transfer

T. Al Kalanee, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **88** 034301 (2013), 8 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.88.034301>

ARTICLE EXTRAIT DE LA THÈSE DE T. AL KALANEE.

Asymmetry Dependence of Correlations from Single Nucleon Transfer

F. Flavigny, A. Gillibert, L. Nalpas, A. Obertelli, N. Keeley, C. Barbieri, D. Beaumel, S. Boissinot, G. Burgunder, A. Cipollone, A. Corsi, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. Lett. **110** 122503 (2013), 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.122503>

2012

Comment on “First observation of ground state dineutron decay : ${}^{16}\text{Be}$ ”, Phys. Rev. Lett. **108, 102501 (2012)**

F. M. Marqués, N. A. Orr, N. L. Achouri, F. Delaunay and J. Gibelin

Phys. Rev. Lett. **109**, 239201 (2012) 1 page.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.239201>

One- and two-neutron removal reactions from the most neutron-rich carbon isotopes

N. Kobayashi, T. Nakamura, J. A. Tostevin, Y. Kondo, N. Aoi, H. Baba, S. Deguchi, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **86**, 054604 (2012) 11 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.86.054604>

Well developed deformation in ${}^{42}\text{Si}$

S. Takeuchi, M. Matsushita, N. Aoi, P. Doornenbal, K. Li, T. Motobayashi, H. Scheit, D. Steppenbeck, H. Wang, H. Baba, D. Bazin, L. Caceres, H. Crawford, P. Fallon, R. Gerh user, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. Lett. **109**, 182501 (2012) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.182501>

N = 16 Spherical Shell Closure in ${}^{24}\text{O}$

K. Tshoo, Y. Satou, H. Bhang, S. Choi, T. Nakamura, Y. Kondo, S. Deguchi, Y. Kawada, N. Kobayashi, Y. Nakayama, K. N. Tanaka, N. Tanaka, N. Aoi, M. Ishihara, T. Motobayashi, H. Otsu, H. Sakurai, S. Takeuchi, Y. Togano, K. Yoneda, Z. H. Li, F. Delaunay, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. Lett. **109**, 022501 (2012) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.022501>

Statistical gamma rays in the analysis of surrogate nuclear reactions

N. D. Scielzo, J. E. Escher, J. M. Allmond, M. S. Basunia, C. W. Beausang, L. A. Bernstein, D. L. Bleuel, J. T. Burke, R. M. Clark, F. S. Dietrich, P. Fallon, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **85**, 054619 (2012) 6 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.85.054619>

Electrostatic mask for active targets

J. Pancin, J. Gibelin, et al.

JINST **7**, 01006 (2012) 14 pages.

<http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/7/01/P01006>

2011

Access to resonant states in ^{24}Mg using the $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^4\text{He}+^{20}\text{Ne})n$ reaction

M. Freer, N. I. Ashwood, M. Barr, N. Curtis, J. Gibelin, et al.

J. Phys. G **38**, 115106 (2011) 10 pages.

<http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/38/11/115106>

Channel selection of neutron-rich nuclei following fusion-evaporation reactions of light systems

J. Gibelin, et al.

Nucl. Instr. Methods A **648**, 109 (2011) 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2011.05.041>

2010

Neutron decay of excited states in ^{21}Ne populated in the $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{21}\text{Ne})^4\text{He}$ reaction

M. Freer, N. I. Ashwood, M. Barr, N. Curtis, J. Gibelin, et al.

J. Phys. G **37**, 125102 (2010) 10 pages.

<http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/37/12/125102>

Gamma-ray multiplicity measurement of the spontaneous fission of ^{252}Cf in a segmented HPGe/BGO detector array

D. L. Bleuel, L. A. Bernstein, J. T. Burke, J. Gibelin, et al.

Nucl. Instr. Meth. A **624**, 691 (2010) 8 pages.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.09.145>

STARS/LiBerACE : Segmented silicon and high-purity germanium detector arrays

for low-energy nuclear reaction and structure studies

S. R. Leshner, L. Phair, L. A. Bernstein, D. L. Bleuel, J. T. Burke, J. A. Church, P. Fallon, J. Gibelin, et al.

Nucl. Instr. Meth. A **621**, 286 (2010) 6 pages.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.04.017>

Measurement of γ -emission branching ratios for $^{154,156,158}\text{Gd}$ compound nuclei : Tests of surrogate nuclear reaction approximations for (n, γ) cross sections

N. D. Scielzo, J. E. Escher, J. M. Allmond, M. S. Basunia, C. W. Beausang, L. A. Bernstein, D. L. Bleuel, J. T. Burke, R. M. Clark, F. S. Dietrich, P. Fallon, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **81**, 034608 (2010) 12 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.81.034608>

Benchmarking a surrogate reaction for neutron capture

R. Hatarik, L. A. Bernstein, J. A. Cizewski, D. L. Bleuel, J. T. Burke, J. E. Escher, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **81**, 011602 (2010) 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.81.011602>

2009

Halo Structure of the Island of Inversion ^{31}Ne

T. Nakamura, N. Kobayashi, Y. Kondo, Y. Satou, N. Aoi, H. Baba, S. Deguchi, N. Fukuda, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. Lett. **103**, 262501 (2009) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.262501>

Indirect determination of the Th-230(n, f) and Th-231(n, f) cross sections for thorium-based nuclear energy systems

B. L. Goldblum, S. R. Stroberg, J. M. Allmond, C. Angell, L. A. Bernstein, D. L. Bleuel, J. T. Burke, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **80**, 044610 (2009) 6 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.80.044610>

Spectroscopy of ^{32}Ne and the Island of Inversion

P. Doornenbal, H. Scheit, N. Aoi, S. Takeuchi, K. Li, E. Takeshita, H. Wang, H. Baba, S. Deguchi, N. Fukuda, H. Geissel, R. Gernhuser, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. Lett. **103**, 032501 (2009) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.032501>

The ($^3\text{He}, t$) as a surrogate reaction to determine (n,f) cross sections in the 10-20MeV energy range

M. S. Basunia, R. M. Clark, B. L. Goldblum, L. A. Bernstein, L. Phair, J. T. Burke, C. W. Beausang, D. L. Bleuel, B. Darakchieva, F. S. Dietrich, M. Evtimova, P. Fallon, J. Gibelin, et al.

Nucl. Instr. Methods B **267**, 1899 (2009) 6 pages.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2009.04.006>

Surrogate ratio method in the actinide region using the (α, α' f) reaction

S. R. Leshner, J. T. Burke, L. A. Bernstein, H. Ai, C. W. Beausang, D. L. Bleuel, R. M. Clark, F. S. Dietrich, J. E. Escher, P. Fallon, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C **79**, 044609 (2009) 7 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.79.044609>

2008

Decay Pattern of Pygmy States Observed in Neutron-Rich ^{26}Ne

J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. Lett. **101**, 212503 (2008) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.212503>

Large proton contribution to the 2^+ excitation in ^{20}Mg studied by intermediate energy inelastic scattering

N. Iwasa, S. Bishop, Z. Elekes, J. Gibelin, et al.

Phys. Rev. C. **78**, 024306 (2008) 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.78.024306>

Lifetime measurement of the first 2^+ excited state in ^{16}C

M. Wiedeking, P. Fallon, A. O. Macchiavelli, J. Gibelin, et al.
Phys. Rev. Lett. **100**, 152501 (2008) 4 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.152501>

Nuclear Structure of ^{18}N and the Neighboring $N = 11$ Isotones

M. Wiedeking, P. Fallon, A. O. Macchiavelli, L. A. Bernstein, J. Gibelin, et al.
Phys. Rev. C. **77**, 054305 (2008) 6 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.77.054305>

2007

Measurement of the $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ in the $N = 16$ nucleus ^{26}Ne

J. Gibelin, et al.
Phys. Rev. C **75**, 057306 (2007) 4 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.75.057306>

Study of $N = 20$ shell gap with $^1\text{H}(^{28}\text{Ne}, ^{27,28}\text{Ne})$ reactions

Z. Elekes, Zs. Dombradi, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Zs. Flp, J. Gibelin, et al.
Eur. Phys. J. Special Topics **150**, 99 (2007) 4 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.102502>

Absolute and relative surrogate measurements of the $^{236}\text{U}(n,f)$ cross section as a probe of angular momentum effects

B. F. Lyles, L. A. Bernstein, J. T. Burke, F. S. Dietrich, J. Escher, I. Thompson, D. L. Bleuel, R. M. Clark, P. Fallon, J. Gibelin, et al.
Phys. Rev. C **76**, 014606 (2007) 8 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.76.014606>

Spectroscopic study of neutron shell closures *via* nucleon transfer in the near-dripline nucleus ^{23}O

Z. Elekes, Zs. Dombradi, N. Aoi, S. Bishop, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.
Phys. Rev. Lett. **98**, 102502 (2007) 4 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.102502>

2006

Reduction of the Spin-Orbit Splittings at the $N = 28$ Shell Closure

L. Gaudefroy, O. Sorlin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Z. Dombradi, S. Fortier, S. Franchoo, M. Gelin, J. Gibelin, et al.
Phys. Rev. Lett. **97**, 092501 (2006) 4 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.092501>

Vanishing $N = 20$ Shell Gap : Study of Excited States in $^{27,28}\text{Ne}$

Zs. Dombradi, Z. Elekes, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.
Phys. Rev. Lett. **96**, 182501 (2006) 4 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.182501>

Proton inelastic scattering studies at the borders of the "island of inversion" : The $^{30,31}\text{Na}$ and $^{33,34}\text{Mg}$ case

Z. Elekes, Zs. Dombradi, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.
Phys. Rev. C **73**, 044314 (2006) 5 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.73.044314>

Search for neutron decoupling in ^{22}O via the $(d, d'\gamma)$ reaction

Z. Elekes, Zs. Dombradi, N. Aoi, S. Bishop, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.
 Phys. Rev. C **74**, 017306 (2006) 3 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.74.017306>

Neutron-dominant quadrupole collective motion in ^{16}C

H. J. Ong, N. Imai, N. Aoi, H. Sakurai, Zs. Dombradi, A. Saito, Z. Elekes, H. Baba, K. Demichi, Z. S. Fulop, J. Gibelin, et al.
 Phys. Rev. C **73**, 024610 (2006) 5 pages.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.79.044609>

2005

Decoupling of valence neutrons from the core in ^{17}B

Zs. Dombradi, Z. Elekes, R. Kanungo, H. Baba, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.
 Phys. Lett. B **621**, 81 (2005) 8 pages.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2005.06.031>

Low-lying excited states in $^{17,19}\text{C}$

Z. Elekes, Zs. Dombradi, R. Kanungo, H. Baba, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.
 Phys. Lett. B **614**, 174 (2005) 7 pages.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2005.04.007>

Excited states in neutron rich boron isotopes

R. Kanungo, Z. Elekes, H. Baba, Zs. Dombradi, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.
 Phys. Lett. B **608**, 206 (2005) 9 pages.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2005.01.022>

Search for an isomeric state in ^{19}C

R. Kanungo, Z. Elekes, H. Baba, Zs. Dombradi, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.
 Nucl. Phys. A **757**, 315 (2005) 14 pages.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.04.015>

2004

Bound excited states in ^{27}F

Z. Elekes, Zs. Dombradi, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.
 Phys. Lett. B **599**, 17 (2004) 6 pages.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2004.08.028>

Conférences internationales avec publication des actes

Recent results with the active target MAYA, and the future ACTAR TPC

ZAKOPANE 28 Août 2016-4 Septembre 2016 (Zakopane, Pologne)
Compte-rendu paru dans Acta Phys.Polon. B48 (2017) 359
<http://dx.doi.org/10.5506/APhysPolB.48.359>

Structure beyond the neutron drip-line : ^9He

French-Japanese Symposium on Nuclear Structure Problems, 5-8 Janvier 2011 (Tokyo, Japon)
Compte-rendu paru dans Nuclear Structure Problems 2011, 81 (2012) 5 pages.
http://dx.doi.org/10.1142/9789814417952_0015

Decay pattern of pygmy states observed in neutron-rich ^{26}Ne

New Paradigms in Nuclear Physics, 29 Septembre 2008-2 Octobre 2008 (Paris, France)
Compte-rendu paru dans Int. J. Mod. Phys. E 18, 2050 (2009) 6 pages.
<http://dx.doi.org/10.1142/S0218301309014275>

Search for low lying dipole strength in the neutron rich nucleus ^{26}Ne
2nd International Conference on Collective Motion in Nuclei Under Extreme
Conditions (COMEX2), 20-23 Juin 2006 (Sankt Goar, Allemagne)
Compte-rendu paru dans Nucl. Phys. A **788**, 153 (2007) 6 pages.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2007.01.076>

Search for low lying dipole strength in the neutron rich nucleus ^{26}Ne
Symposium on Exotic Nuclear Systems, 20-25 Juin 2005 (Debrecen, Hongrie)
Compte-rendu paru dans AIP Conference Proceedings **802**, 198 (2005)
4 pages.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.2140651>

Autres conférences et séminaires

Probing the Structure of the Most Neutron-rich Isotopes of Boron and Carbon

Séminaires présentés à :

ECT* workshop “Walk on the neutron-rich side” 10-13 Avril 2017 (ECT*, Trento, Italie)

FUSTIPEN Topical Meeting “Future directions for nuclear structure and reaction theories : Ab initio approaches for 2020”, 14-18 Mars 2016 (GANIL, Caen, France)

Nuclear Structure far from Stability at LPC CAEN

Séminaires présentés à :

Konan University (Japon, 9 Janvier 2014)

Kyoto University (Japon, 8 Janvier 2015)

Nuclear Structure far from Stability at LPC CAEN

Séminaire présenté à : Séoul Nat. Univ. (Corée, 13 Juillet 2013)

Measurement of PDR : the ^{26}Ne case

FUSTIPEN Workshop “Dipole collectivity in nuclei”, 4 Octobre 2013 (GANIL, Caen, France)

Structure of unbound neutron-rich ^9He studied using the single-neutron transfer

XVIII Colloque GANIL, 23-27 Septembre 2013 (Port-en-Bessin, France)

Nuclear Structure far from Stability at LPC CAEN

Séminaire présenté à : KVI (Pays-Bas, 13 Novembre 2012)

Recent experiments and improvements of the active target MAYA

Séminaire présenté à : RCNP (Japon, 8 Juillet 2011)

Structure beyond the neutron drip-line : ^9He

Nuclear Structure 2010, 8-13 Juillet 2010 (Berkeley, États-Unis)

Decay pattern of pygmy states observed in neutron-rich ^{26}Ne

EuroRIB08, 9-13 Juin 2008 (Giens, France)

Search for low lying dipole strength in the neutron rich nucleus ^{26}Ne

Nuclear Structure '06, 24-28 Juillet 2006 (Oak Ridge, États-Unis)

Results of structure in (very) light neutron-rich nuclei

Séminaire présenté à : CENBG (France, Mars 2008)

Recent experiments at Berkeley National Laboratory

Séminaire présenté à : RIKEN (Japon, Décembre 2007)

Search for low lying dipole strength in the neutron rich nucleus ^{26}Ne and recent experiments at Berkeley National Laboratory

Séminaires présentés à :

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, séminaire de théorie (Avril 2008)

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, GANIL & CERNG/Bordeaux (France, Janvier 2006).

Michigan State University (États-Unis, Janvier 2007)

Search for low lying dipole strength in the neutron rich nucleus ^{26}Ne

Séminaires présentés à :

Tokyo Institute of Technology (Japon, Mai 2005).

Berkeley, RIA Summer School (États-Unis, Août 2005).

Bruyères le Châtel & IReS Strasbourg (France, Décembre 2005).

RIKEN & Osaka University (Japon, Janvier 2006).

59th meeting of The Physical Society of Japan, Mars 2004 (Fukuoka, Japon).

Résonance géante dipolaire de basse énergie dans le ^{26}Ne

Séminaire présenté à : Journées Scientifiques Francophones, Octobre 2003 (Tokyo, Japon)

Compte-rendu paru sur CD-ROM & internet (6 pages)

Actes de conférences

Neutron occupancy of $0d_{5/2}$ orbital in ^{24}O

K. Tshoo, Y. Satou, H. Bhang, S. Choi, T. Nakamura, Y. Kondo, S. Deguchi, Y. Kawada, N. Kobayashi, Y. Nakayama, K.N. Tanaka, N. Tanaka, Y. Toganoo, N. Aoi, M. Ishihara, T. Motobayashi, H. Otsu, H. Sakurai, S. Takeuchi, K. Yoneda, F. Delaunay, J. Gibelin, et al.

F.M. Marqués, N.A. Orr, T. Honda, M. Matsushita, T. Kobayashi, Y. Miyashita, T. Sumikama, K. Yoshinaga, S. Shimoura, D. Sohler, T. Zheng, Z.X. Cao and Z.H. Li

EPJ Web of Conferences **66**, 02103 (2014) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20146602103>

Measurement of the Isoscalar Monopole Response in the Neutron-Rich Nucleus ^{68}Ni using the active target MAYA

M. Vandebrouck, J. Gibelin, et al.

ARIS 2014 – Advances in Radioactive Isotope Science, **6** 020016 (2014) 6 pages.

<http://dx.doi.org/10.7566/JPSCP.6.020016>

Invariant-Mass Spectroscopy of Extremely Neutron-Rich Nuclei with SAMURAI at RIBF

Y. Kondo, T. Nakamura, R. Tanaka, R. Minakata, S. Ogoshi, N. L. Achouri, T. Aumann, H. Baba, F. Delaunay, P. Doornenbal, N. Fukuda, J. Gibelin, et al.

ARIS 2014 – Advances in Radioactive Isotope Science, **6** 010006 (2014) 6 pages.

<http://dx.doi.org/10.7566/JPSCP.6.010006>

Structure beyond the dripline in the Boron isotopes : $^{16,18,20,21}\text{B}$

F. M. Marques, S. Leblond, J. Gibelin, et al.

ARIS 2014 – Advances in Radioactive Isotope Science, **6** 020002 (2014) 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.7566/JPSCP.6.020002>

New findings on structure and production of ^{10}He from ^{11}Li with the ($d, ^3\text{He}$) reaction

A. Matta, D. Beaumel, H. Otsu, V. Lapoux, N. K. Timofeyuk, N. Aoi, M. Assié, H. Baba, S. Boissinot, R. J. Chen, F. Delaunay, N. de Sereville, S. Franchoo, P. Gangnant, J. Gibelin, et al.

ARIS 2014 – Advances in Radioactive Isotope Science, **6** 030026 (2014), 5 pages

<http://dx.doi.org/10.7566/JPSCP.6.030026>

Study of ^{19}C by One-Neutron Knockout from ^{20}C

J. Hwang, S. Kim, Y. Satou, N. A. Orr, T. Nakamura, Y. Kondo, J. Gibelin, et al.

ARIS 2014 – Advances in Radioactive Isotope Science, **6** 030032 (2014), 5 pages

<http://dx.doi.org/10.7566/JPSCP.6.030032>

Invariant Mass Spectroscopy of ^{17}C via One-Neutron Knockout from ^{18}C

S. Kim, J. Hwang, Y. Satou, N. A. Orr, T. Nakamura, Y. Kondo, J. Gibelin, et al.

ARIS 2014 – Advances in Radioactive Isotope Science, **6** 030031 (2014), 5 pages

<http://dx.doi.org/10.7566/JPSCP.6.030031>

In-beam gamma-ray spectroscopy of $^{38,40,42}\text{Si}$

M. Matsushita, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, J. Lee, K. Li, T. Motobayashi, H. Scheit, D. Steppenbeck, H. Wang, H. Baba, D. Bazin, L. Caceres, H. Crawford, P. Fallon, R. Gernhaeuser, J. Gibelin, et al.

EPJ Web of Conferences **66** 02070 (2014) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20146602070>

Alpha cluster structure in ^{56}Ni

H. Akimune, M. Fujiwara, J. Gibelin, et al.

J. Phys. : Conf. Ser. **436**, 012010 (2013) 5 pages.

<http://iopscience.iop.org/1742-6596/436/1/012010/>

Neutron and charged particle identification by means of various detectors

M. Sénoville, N. Achouri, F. Delaunay, J. Gibelin, et al.

EPJ Web of Conferences **31** 28 (2012) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20146602070>

Invariant Mass Spectroscopy of O-23 via the (p, p') Reaction in Inverse Kinematics

Y. Satou, K. Tshoo, H. Bhang, S. Choi, J. Hwang, T. Nakamura, Y. Kondo, Y. Nakayama, N. Kobayashi, K. Tanaka, S. Deguchi, Y. Kawada, N. Tanaka, T. Motobayashi, H. Sakurai, H. Otsu, N. Aoi, S. Takeuchi, K. Yoneda, Y. Toganoo, M. Ishihara, S. Shimoura, T. Kobayashi, M. Matsushita, T. Honda, T. Sumikama, Y. Miyashita, K. Yoshinaga, N. Orr, F. Marqués, J. Gibelin, et al.

5th Asia-Pacific conf. Few-Body Problems in Phys. 2011 **54**, 287 (2011)

<http://dx.doi.org/10.1007/s00601-012-0377-3>

Measurement of Unbound Excited States of ^{24}O

K. Tshoo, Y. Satou, T. Nakamura, N. Aoi, H. C. Bhang, S. Choi, S. Deguchi, F. Delaunay, J. Gibelin, et al.

J Korean Phys. Soc. 2011 **59**, 1529 (2011) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.3938/jkps.59.1467>

Search for $2d_{5/2}$ Neutron States in ^{69}Ni

M. Moukaddam, G. Duchene, D. Beaumel, J. Burgunder, L. Caceres, E. Clement, D. Curien, F. Didierjean, B. Fernandez, C. Finck, F. Flavigny, S. Franchoo, J. Gibelin, et al.

Acta Phys. Pol. B **42**, 541 (2011) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.5506/APhysPolB.42.541>

Indirect study of $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$ via via the transfer reaction $d(^{60}\text{Fe},p\gamma)$

S. Giron, F. Hammache, N. de Sereville, D. Beaumel, J. Burgunder, L. Caceres, E. Clement, G. Duchene, F. Flavigny, G. DeFrance, S. Franchoo, B. Fernandez, D. Galaviz-Redondo, L. Gasques, J. Gibelin, et al.

In proceedings of "11th Symposium on Nuclei in the Cosmos" PoS(NIC XI)190

http://pos.sissa.it/archive/conferences/100/190/NICXI_190.pdf

Study of $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$ reaction of astrophysical interest via $d(^{60}\text{Fe},p\gamma)$ indirect reaction

S. Giron, F. Hammache, N. de Sereville, D. Beaumel, J. Burgunder, L. Caceres, E. Clement, G. Duchene, F. Flavigny, G. DeFrance, S. Franchoo, B. Fernandez, D. Galaviz-Redondo, L. Gasques, J. Gibelin, et al.

AIP Conf Proc **1213** 201 (2010) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.3362577>

Results from Ganil

S. Franchoo, N. L. Achouri, A. Algora, A. Al-Khatib, J.-C. Angelique, F. Azaiez, D. Baiborodin, B. Bastin, D. Beaumel, M. Belleguic, G. Benzoni, Y. Blumefeld, C. Borcea, R. Borcea, C. Bourgeois, P. Bringel, B. A. Brown, A. Burger, A. Buta, R. Chapman, E. Clement, J. C. Dalouzy, Z. Dlouhy, Z. Dombradi, A. Drouart, Z. Elekes, C. Engelhardt, S. Fortier, Z. Fueloep, L. Gaudefroy, M. Gelin, J. Gibelin, et al.

Acta Phys. Pol. B **40**, 419–425 (2009) 7 pages.

<http://www.actaphys.uj.edu.pl/fulltext?series=Reg&vol=40&page=419>

Exploring the Southern Boundaries of the "Island of Inversion" at the RIBF

P. Doornenbal, H. Scheit, N. Aoi, S. Takeuchi, K. Li, E. Takeshita, H. Wang, H. Baba, S. Deguchi, N. Fukuda, H. Geissel, R. Gernhauser, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **1165**, 82 (2009) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.3232159>

Using $^{171,173}\text{Yb}(d,p\gamma)$ to Benchmark a Surrogate Reaction for Neutron Capture

R. Hatarik, L. A. Bernstein, J. A. Cizewski, D. L. Bleuel, J. T. Burke, J. E. Escher, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **1099**, 812 (2009) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.3120163>

Using (d,p γ) as a Surrogate Reaction for (n, γ)

R. Hatarik, L. A. Bernstein, J. A. Cizewski, D. L. Bleuel, J. T. Burke, J. E. Escher, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **1090**, 445 (2009) 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.3087063>

The study of shell closures in light neutron-rich nuclei

Z. Elekes, Z. Dombradi, N. Aoi, H. Baba, S. Bishop, K. Demichi, Z. Fulop, J. Gibelin, et al.

J Phys. G **35**, 014038 (2008) 7 pages.

<http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/35/1/014038>

Study of the ($^3\text{He,t}$) charge transfer reaction as a surrogate for neutron energy between 10 to 20 MeV

M. S. Basunia, R. M. Clark, B. L. Goldblum, L. A. Bernstein, L. Phair, J. T. Burke, C. W. Beausang, D. L. Bleuel, B. Darakchieva, F. S. Dietrich, M. Evtimova, P. Fallon, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **1005**, 101 (2008) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.2920708>

Is (d,p γ) a Surrogate Reaction for neutron capture ?

R. Hatarik, L. A. Bernstein, J. A. Cizewski, D. L. Bleuel, J. T. Burke, J. E. Escher, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **1005**, 105 (2008) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.2920709>

Determining the (n, γ) cross section of ^{153}Xe using surrogate reactions

N. D. Scielzo, J. E. Escher, J. M. Allmond, M. S. Basunia, C. W. Beausang, L. A. Bernstein, D. L. Bleuel, J. T. Burke, R. M. Clark, F. S. Dietrich, P. Fallon, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **1005**, 109 (2008) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.2920710>

Fusion-evaporation reactions : a tool for gamma-ray spectroscopy on light nuclei

J. Gibelin, et al.

AIP Conference Proceedings **1005**, 77 (2008) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.2920751>

Benchmarking the external surrogate ratio method using the (α , α' f) reaction at STARS

S. R. Leshner, J. T. Burke, L. A. Bernstein, H. Ai, C. W. Beausang, D. L. Bleuel, R. M. Clark, F. S. Dietrich, J. E. Escher, P. Fallon, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **1005**, 113 (2008) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.2920712>

Surrogate reactions in the actinide region

J. T. Burke, L. A. Bernstein, N. D. Scielzo, D. L. Bleuel, S. R. Leshner, J. Escher, L. Ahle, F. S. Dietrich, R. D. Hoffman, E. B. Norman, S. A. Sheets, L. Phair, P. Fallon, R. M. Clark, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **1005**, 96 (2008) 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.2920754>

Gamma ray multiplicity of ^{252}Cf spontaneous fission using LiBerACE

D. L. Bleuel, L. A. Bernstein, J. T. Burke, M. D. Heffner, E. B. Norman, N. D. Scielzo, S. A. Sheets, N. J. Snyderman, J. Gibelin, et al.

Intern. Conf. Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, Sanibel Island, Florida (2007) 200 (2008) 5 pages

http://dx.doi.org/10.1142/9789812833433_0024

^{16}C and ^{18}N : lifetime measurements of their first-excited states

M. Wiedeking, P. Fallon, A. Macchiavelli, J. Gibelin, et al.

Intern. Conf. Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, Sanibel Island, Florida (2007) 548 (2008) 5 pages.

http://dx.doi.org/10.1142/9789812833433_0069

Study of $N = 20$ shell gap with $^1\text{H}(^{28}\text{Ne}, ^{27,28}\text{Ne})$ reactions

Z. Elekes, Zs. Dombrádi, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fülöp, J. Gibelin, et al.

Eur. Phys. J. **150**, 99 (2007) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2007-00277-5>

Study of exotic nuclei around the "island of inversion"

Z. Elekes, Z. Dombradi, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Z. Fulop, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **891**, 122 (2007) 9 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.2713508>

Coulomb excitation of ^{26}Ne

D. Beaumel, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **891**, 192 (2007) 9 pages.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.2713517>

Bound excited states in ^{27}F

Z. Elekes, Z. Dombradi, A. Saito, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Z. Fulop, J. Gibelin, et al.

AIP Conf. Proc. **819**, 383 (2007) 3 pages. 1

<http://dx.doi.org/10.1063/1.2187889>

Study of the $N = 28$ shell closure in the Ar isotopic chain : A SPIRAL experiment for nuclear astrophysics

L. Gaudefroy, O. Sorlin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Z. Dombradi, S. Fortier, S. Franchoo, M. Gelin, J. Gibelin, et al.

Eur. Phys. J. A, **27**, 309 (2006) 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2006-08-047-0>

Testing of the RIKEN-ATOMKI CsI(Tl) array in the study of $^{22,23}\text{O}$ nuclear structure

Z. Elekes, Zs. Dombradi, S. Bishop, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.

Eur. Phys. J. A, **27**, Supplement 1, 321 (2006) 4 pages.

<http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2006-08-049-x>

Inelastic proton scattering on ^{16}C

H. J. Ong, N. Imai, N. Aoi, H. Sakurai, Zs. Dombradi, A. Saito, Z. Elekes, H. Baba, K. Demichi, Zs. Fulop, J. Gibelin, et al.

Eur. Phys. J. A **25**, Supplement 1, 347 (2005) 2 pages.

<http://dx.doi.org/10.1140/epjad/i2005-06-056-6>

Reduced transition probabilities for the first 2^+ excited state in ^{46}Cr , ^{50}Fe , and ^{54}Ni

K. Yamada, T. Motobayashi, N. Aoi, H. Baba, K. Demichi, Z. Elekes, J. Gibelin, et al.

Eur. Phys. J. A **25**, Supplement 1, 409 (2005) 5 pages.

<http://dx.doi.org/10.1140/epjad/i2005-06-094-0>

Study of ^{45}Ar through (d,p) reaction at SPIRAL

L. Gaudefroy, O. Sorlin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Z. Dombradi, S. Fortier, S. Franchoo, M. Gelin, J. Gibelin, et al.

J. Phys. (London) G **31**, S1623 (2005) 6 pages.

<http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/31/10/044>

γ -ray spectroscopy of $^{25,26,27}\text{F}$ nuclei

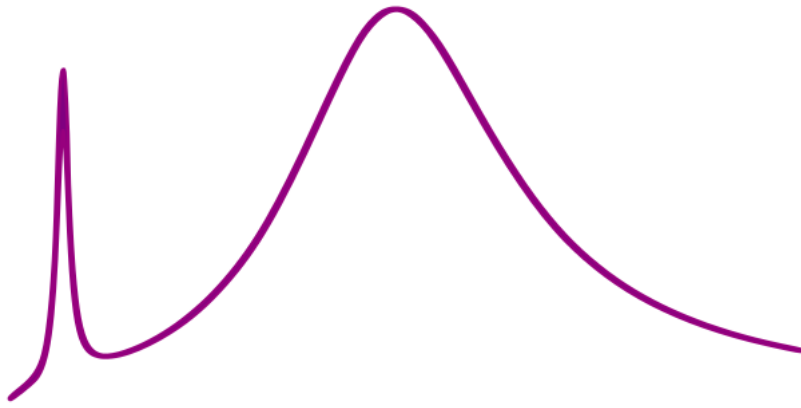
Z. Elekes, Zs. Dombradi, Zs. Fülöp, A. Saito, H. Baba, K. Demichi, T. Gomi, H. Hasegawa, S. Kanno, S. Kawai, K. Kurita, Y. Matsuyama, H.K. Sakai, E. Takeshita, Y. Togano, K. Yamada, N. Aoi, M. Ishihara, T. Kishida, T. Kubo, T. Minemura, T. Motobayashi, S. Takeuchi, Y. Yanagisawa, K. Yoneda, J. Gibelin, et al.

Exotic Nuclei Exon2004. September 2005, 64 (2004) 4 pages.

http://dx.doi.org/10.1142/9789812701749_0010

Deuxième partie

Résultats expérimentaux



De résonances (à particules indépendantes) en résonances (géantes)

3.1	Formalisme pour les résonances	30
3.1.1	Section efficace de diffusion	30
3.1.2	Expression du décalage en énergie et de la pénétrabilité	31
3.1.3	Expression de la <i>forme</i> d'une résonance	35
3.1.4	Position & largeur de l'état, fonction de l'énergie	36
3.1.5	Étude systématique	37
3.1.6	États virtuels	40
3.1.7	Calcul des largeurs à particule indépendante	42
3.2	Vers les résonances géantes	44

CE premier chapitre court introduit certains des formalismes utilisés pour analyser les données présentées et en illustre certains comportement. Ce chapitre n'a aucune prétention théorique mais il présente ici certaines des interrogations de l'auteur, physicien expérimentateur, et doit plutôt être vu comme une courte référence illustrée des outils utilisés. C'est également une manière d'évacuer les questions de formalisme dans les discussions sur les résultats expérimentaux présentés dans les chapitres suivants. Enfin il produit un lien théorique succinct entre les différents principaux sujets d'étude présentés ici : en l'occurrence les noyaux (ou les états) non-liés et les résonances géantes. Il permet également d'introduire

3.1 Formalisme pour les résonances

3.1.1 Section efficace de diffusion

Comme nous le verrons par la suite, décrire des états (neutrons) dans le continuum et en particulier les noyaux non liés (riches en neutrons) revient au premier ordre à décrire la diffusion résonante d'un neutron sur un noyau.

Bien que *a priori* nous devrions considérer une évolution dynamique du paquet d'onde décrivant le neutron sur le potentiel nucléaire du noyau d'intérêt, on peut démontrer que la taille du paquet d'onde correspondant est suffisamment grande pour l'on puisse le décomposer en ondes stationnaires [20].

Une grande partie du formalisme et des raisonnements présentés ci-dessous viennent du livre de Blatt et Weisskopf [33] ou du formalisme de la matrice-R [60, 127].

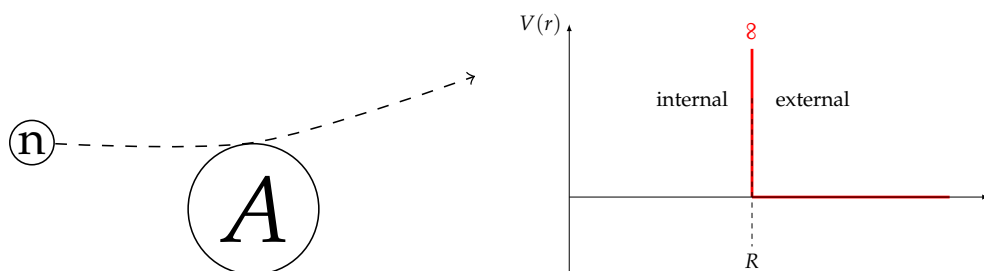


FIGURE 3.1 – Schéma (à droite) et potentiel (à gauche) de la réaction considérée ici.

On peut représenter le faisceau incident (ici le neutron) par une onde plane :

$$\exp(i\vec{k}\vec{r}) = \exp(ikz) \quad (3.1)$$

le nombre d'onde étant calculé à partir de l'énergie E du système fragment plus neutron :

$$\vec{k} = \frac{\mu\vec{v}}{\hbar} \Rightarrow k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar} \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{M_{\text{frag}}M_n}{M_{\text{frag}} + M_n} \quad (3.2)$$

Il est possible de développer cette onde plane sur la base des harmoniques sphériques $\mathcal{Y}_{\ell,m}(\theta)$, en rappelant que nous avons un problème à symétrie cylindrique et que seules rentrent en jeu les harmoniques avec $m = 0$:

$$\exp(ikz) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \mathcal{A}_{\ell}(r) \mathcal{Y}_{\ell,0}(\theta) \quad (3.3)$$

$$\text{avec } \mathcal{A}_{\ell}(r) = \int \mathcal{Y}_{\ell,0}^*(\theta) \exp(ikr \cos \theta) d\Omega = i^{\ell} \sqrt{4\pi(2\ell+1)} j_{\ell}(kr)$$

et j_p fonction de Bessel sphériques de première espèce et d'ordre p .

L'expression de ces dernières se simplifiant à grande distance (ici $kr \gg \ell$) : $j_p(x) \rightarrow \sin(x - \frac{p\pi}{2})/x$ et en rappelant que $\sin(x) = \frac{e^{ix} - e^{-ix}}{2i}$, on obtient :

$$\exp(ikz) \approx \frac{\sqrt{\pi}}{kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sqrt{2\ell+1} i^{\ell+1} \left\{ \underbrace{\exp\left[-i\left(kr - \frac{\pi}{2}\ell\right)\right]}_{\text{onde entrante}} - \underbrace{\exp\left[+i\left(kr - \frac{\pi}{2}\ell\right)\right]}_{\text{onde sortante}} \right\} \mathcal{Y}_{\ell,0} \quad (3.4)$$

Cette expression décrit cependant une onde non perturbée. Comme nous cherchons à décrire la diffusion de cette onde sur le potentiel nucléaire du fragment, nous devons modifier cette expression uniquement pour l'onde sortante, en autorisant cette dernière à être factorisée d'une complexe η_{ℓ} :

$$\psi(\vec{r}) = \frac{\sqrt{\pi}}{kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sqrt{2\ell+1} i^{\ell+1} \left\{ \underbrace{\exp\left[-i\left(kr - \frac{\pi}{2}\ell\right)\right]}_{\text{onde entrante}} - \underbrace{\eta_{\ell} \exp\left[+i\left(kr - \frac{\pi}{2}\ell\right)\right]}_{\text{onde sortante}} \right\} \mathcal{Y}_{\ell,0} \quad (3.5)$$

L'onde diffusée s'obtient alors par $\psi_{sc} = \psi - \exp(ikz)$, dont l'intégration du flux donne la section efficace de diffusion :

$$\sigma_{sc,\ell} = \pi \lambda^2 (2\ell+1) |1 - \eta_{\ell}|^2 \quad (3.6)$$

Quand à l'intégration du flux de la fonction d'onde totale ψ elle nous permet d'atteindre la section efficace de réaction :

$$\sigma_{r,\ell} = \pi \lambda^2 (2\ell+1) (1 - |\eta_{\ell}|^2) \quad (3.7)$$

Une section efficace étant nécessairement positive, l'expression de $\sigma_{r,\ell}$ implique $|\eta_{\ell}| \leq 1$.

3.1.2 Expression du décalage en énergie et de la pénétrabilité

Attaquons nous maintenant à la réaction qui nous intéresse. L'équation de Schrödinger radiale s'écrit :

$$\frac{d^2 u_{\ell}}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} V(r) \right] u_{\ell} = 0 \quad (3.8)$$

avec μ masse réduite du système et $V(r)$ potentiel Coulombien. Dans l'approximation d'un modèle de sphère dure, et comme les neutrons sont non chargés, $V(r) = 0$ pour $r > R$. Nous pouvons ainsi écrire à l'extérieur du noyau :

$$\frac{d^2 u_\ell}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] u_\ell = 0 \quad (3.9)$$

Les solutions dites « régulières » (qui tendent vers 0 quand r tend vers 0) et « irrégulières », respectivement notées $F_\ell(r)$ et $G_\ell(r)$ [†], s'écrivent alors :

$$F_\ell(r) = \sqrt{\frac{\pi kr}{2}} J_{\ell+1/2}(kr) \quad (3.10)$$

$$G_\ell(r) = -\sqrt{\frac{\pi kr}{2}} Y_{\ell+1/2}(kr) = (-1)^\ell \sqrt{\frac{\pi kr}{2}} J_{-(\ell+1/2)}(kr) \quad (3.11)$$

où J_p et Y_p sont les fonctions de Bessel d'ordre p , respectivement de première et de deuxième espèce.

On a alors :

$$\text{– terme entrant : } u_\ell^{(+)} = G_\ell(r) + iF_\ell(r) = \sqrt{\frac{\pi kr}{2}} H_{\ell+1/2}^{(2)}(kr) \quad (3.12)$$

$$\text{– terme sortant : } u_\ell^{(-)} = \bar{u}_\ell^{(+)} = \sqrt{\frac{\pi kr}{2}} H_{\ell+1/2}^{(1)}(kr) \quad (3.13)$$

avec $H_p^{1,2}(z)$ fonction de Hankel du premier et second type, d'ordre p . En dehors du noyau, la partie radiale de la fonction d'onde est une combinaison linéaire des termes entrant et sortant :

$$u_\ell = \alpha u_\ell^{(+)} + \beta u_\ell^{(-)} \quad (3.14)$$

Comme à grande distance la fonction d'onde doit converger vers la forme trouvée en (3.5) :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} u_\ell = \frac{\sqrt{\pi}}{kr} \sqrt{2\ell+1} i^{\ell+1} \left\{ \exp \left[-i \left(kr - \frac{\pi}{2} \ell \right) \right] - \eta_\ell \exp \left[+i \left(kr - \frac{\pi}{2} \ell \right) \right] \right\} \quad (3.15)$$

et que par ailleurs les formes asymptotiques des fonctions de Hankel sont

$$H_p^1(z) \rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \exp \left[+i \left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \right] \text{ et } H_p^2(z) \rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \exp \left[-i \left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \right]$$

†. fonctions de Riccati-Bessel, solutions de l'équation différentielle $x^2 \frac{d^2 y}{dx^2} + [x^2 - n(n+1)] y = 0$. Pour se ramener au problème présent poser simplement $n = l$ $x = kr$ et $y = u_\ell(kr)$

cela implique :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} u_\ell^{(+)} = +i \exp \left[-i \left(kr - \frac{\pi}{2} \ell \right) \right] \quad (3.16)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} u_\ell^{(-)} = -i \exp \left[+i \left(kr - \frac{\pi}{2} \ell \right) \right] \quad (3.17)$$

et on a ainsi :

$$\alpha = i^\ell \sqrt{2\ell + 1} \frac{\sqrt{\pi}}{kr} \quad (3.18)$$

$$\beta = -\eta_\ell \alpha \quad (3.19)$$

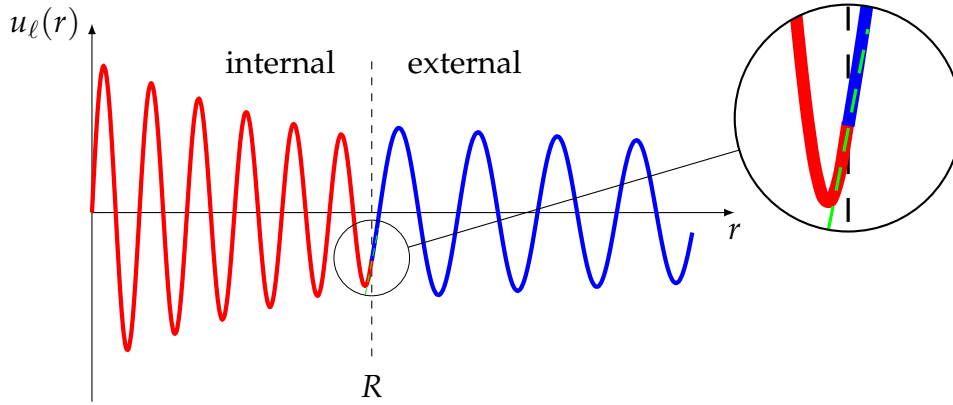


FIGURE 3.2 – Représentation schématique de la fonction d'onde radiale, séparant la partie intérieure (rouge) et extérieure (bleue).

La valeur de η_ℓ est connectée aux conditions à la surface (voir schéma sur la figure 3.2). Pour ce faire, on définit ainsi f_ℓ , la dérivée logarithmique de la partie radiale de la fonction d'onde à la surface :

$$f_\ell = R \left[\frac{du_\ell/dr}{u_\ell} \right]_{r=R} \quad (3.20)$$

Pour la partie en dehors du noyau, nous pouvons poser :

$$R \left[\frac{du_\ell^{(+)} / dr}{u_\ell^{(+)}} \right]_{r=R} = \Delta_\ell + is_\ell \quad (3.21)$$

avec Δ_ℓ et s_ℓ , réels, correspondent au décalage en énergie et à la pénétrabilité.

$$\Delta_\ell = R v_\ell [G_\ell(R) G'_\ell(R) + F_\ell(R) F'_\ell(R)] \quad (3.22)$$

$$s_\ell = R v_\ell [G_\ell(R) F'_\ell(R) + F_\ell(R) G'_\ell(R)] = kRv_\ell \quad (3.23)$$

F', G' étant les dérivées de F, G et

$$v_\ell = \frac{1}{G_\ell^2(R) + F_\ell^2(R)} = \frac{2/\pi kR}{J_{\ell+1/2}^2(kR) + Y_{\ell+1/2}^2(kR)} \quad (3.24)$$

le facteur de pénétrabilité à proprement dit. Comme son nom l'indique v_ℓ permet de mesurer de combien pénètre le neutron dans le noyau. Donc $v_\ell \ll 1$ signifie que le neutron ne pénètre pas suffisamment, résultant en une faible interaction.

On définit également le déphasage ξ_ℓ par :

$$\exp(2i\xi_\ell) = \frac{u_\ell^{(+)}(R)}{u_\ell^{(-)}(R)} = \frac{G_\ell(R) - iF_\ell(R)}{G_\ell(R) + iF_\ell(R)} \quad (3.25)$$

Nous pouvons donc écrire le lien entre η_ℓ et f_ℓ , qui donne après quelques ré-arrangements :

$$\eta_\ell = \frac{f_\ell - \Delta_\ell + is_\ell}{f_\ell - \Delta_\ell - is_\ell} \exp(2i\xi_\ell) \quad (3.26)$$

Les équations (3.6) et (3.7) donnent alors les sections efficaces de diffusion et de réaction. Ces dernières, en les développant, s'écrivent ici :

$$\sigma_{sc,\ell} = (2\ell + 1)\pi\lambda^2 \left| A_{\text{res}}^\ell + A_{\text{pot}}^\ell \right|^2 \quad (3.27)$$

$$\text{avec } A_{\text{res}}^\ell = \frac{-2 i s_\ell}{(\Re(f_\ell) - \Delta_\ell) + i(\Im(f_\ell) - s_\ell)} \quad (3.28)$$

$$A_{\text{pot}}^\ell = \exp(-2i\xi_\ell) - 1 \quad (3.29)$$

les amplitudes pour la diffusion « interne » (*i.e.* résonance) et pour le potentiel externe. Et :

$$\sigma_{r,\ell} = (2\ell + 1)\pi\lambda^2 \frac{-4 s_\ell \Im(f_\ell)}{(\Re(f_\ell) - \Delta_\ell)^2 + (\Im(f_\ell) - s_\ell)^2} \quad (3.30)$$

Dans ces équations manque donc l'expression de f_ℓ pour réellement calculer des sections efficaces, ce que nous ferons par la suite avec quelques approximations. Nous pouvons tout de même conclure ici, à partir de (3.30), que f_ℓ doit être nul ou négatif. Cette expression faisant apparaître s_ℓ au numérateur la section efficace de réaction est logiquement d'autant plus faible que la pénétrabilité est faible. Enfin, en se concentrant sur la partie résonante de la diffusion (A_{res}^ℓ) nous constatons que à s_ℓ et Δ_ℓ donnés, l'amplitude est d'autant plus importante que f_ℓ est faible.

3.1.3 Expression de la forme d'une résonance

L'idée principale, étant donnée les résultats obtenus précédemment, est de trouver une expression de f_ℓ faisant apparaître sa dépendance en énergie. Nous supposons avoir purement une résonance et que le canal d'entrée de la réaction est égal au canal de sortie (diffusion élastique résonante). Sachant que f_ℓ est la dérivée de u_ℓ il nous faut donc trouver une expression de cette dernière.

Juste à l'intérieur du noyau ($r \leq R$) nous pouvons écrire, par définition du déphasage (3.25) :

$$u_\ell(r) \sim \exp(-ikr) + \exp(ikr + 2i\zeta_\ell) = 2 \exp(i\zeta_\ell) \cos(kr + \zeta_\ell) \quad (3.31)$$

Nous avons donc pour sa dérivée, évaluée en R :

$$u'_\ell(R) \sim -2 \exp(i\zeta_\ell) k \sin(kR + \zeta_\ell) \quad (3.32)$$

et par conséquent :

$$f_\ell(R) = R \frac{u'_\ell(R)}{u_\ell(R)} \sim -kR \tan(kR + \zeta_\ell) \quad (3.33)$$

En rappelant que ζ_ℓ dépend *a priori* de l'énergie, cette fonction va donc avec l'énergie alterner entre deux pôles et des valeurs de zéro. Cette dernière valeur maximise *a priori* l'amplitude de la diffusion résonance (équation (3.28)).

Nous pouvons donc développer f_ℓ autour de l'énergie de résonance E_r :

$$f_\ell(E) = (E - E_r) \underbrace{\left[\frac{df_\ell(E)}{dE} \right]_{E=E_r}}_{f'(E_r)} + \dots \quad (3.34)$$

L'expression de l'amplitude (3.28) devient :

$$A_{\text{res}}^\ell = \frac{-2 i s_\ell}{[(E - E_r) f'(E_r) - \Delta_\ell] - i s_\ell} \quad (3.35)$$

que l'on peut réécrire :

$$A_{\text{res}}^{\ell} = \frac{i \Gamma}{(E - E_r - \Delta E) + i \frac{1}{2} \Gamma} \quad (3.36)$$

$$\text{avec } \gamma^2 = -1/f'(E_r) \quad (3.37)$$

$$\Gamma = 2s_{\ell} \gamma^2 \quad (3.38)$$

$$\Delta E = \gamma \Delta_{\ell} \quad (3.39)$$

La norme quadratique de cette amplitude, directement relié à la section efficace, a donc la forme bien connue d'une dispersion décrite par Breit & Wigner :

$$\left| A_{\text{res}}^{\ell} \right|^2 = \frac{\Gamma^2}{(E - E_r')^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \quad (3.40)$$

où l'énergie $E_r' = E_r - \Delta E$ est l'énergie de la résonance décalée d'un facteur ΔE .

Pour un développement concis des équations présentées ici nous renvoyons également le lecteur au cours de F. Gunsing à l'école Joliot-Curie 2014 [87].

3.1.4 Expression de la dépendance en énergie de la largeur apparente et de la position de l'état résonant

Nous partons de l'expression caractéristique d'une distribution en section efficace d'une résonance, déduite dans la section précédente :

$$\sigma \propto \frac{\Gamma^2(E)}{(E_r' - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\ell}^2(E)} \quad (3.41)$$

L'expression de la largeur et du décalage en énergie sont valables quelque soit E , donc en particulier pour E_0

$$\Gamma_{\ell}(E_0) = 2s_{\ell}(E_0) \gamma^2 = \Gamma_0 \quad (3.42)$$

la largeur réduite γ étant construite pour être constante en énergie nous pouvons donc écrire :

$$\frac{\Gamma_{\ell}(E)}{\Gamma_{\ell}(E_0)} = \frac{\Gamma_{\ell}(E)}{\Gamma_0} = \frac{s_{\ell}(E)}{s_{\ell}(E_0)} \quad (3.43)$$

et enfin en développant l'expression de la pénétrabilité $s_{\ell}(E)$:

$$\Gamma_\ell(E) = \Gamma_0 \frac{k J_{\ell+1/2}^2(k_0 R) + Y_{\ell+1/2}^2(k_0 R)}{k_0 J_{\ell+1/2}^2(kR) + Y_{\ell+1/2}^2(kR)} \quad (3.44)$$

Et de la même manière pour le décalage en énergie :

$$\Delta E = -(s_\ell - B) \gamma^2 \quad (3.45)$$

L'équation (3.42) nous permet d'extraire la largeur réduite $\gamma^2 = \Gamma_0 / (2s_\ell(E_0))$ que nous réinjectons :

$$\Delta E = -\Gamma_0 \frac{s_\ell(E) - B}{2s_\ell(E_0)} \quad (3.46)$$

B est une constante que nous choisissons telle qu'à l'énergie de la résonance, le décalage en énergie soit nul, soit $B = s_\ell(E_0)$ et donc :

$$\Delta E = -\Gamma_0 \frac{s_\ell(E) - s_\ell(E_0)}{2s_\ell(E_0)} \quad (3.47)$$

Quand à $s_\ell(E)$ son expression :

$$s_\ell(E) = R s_\ell [G_\ell(R) G'_\ell(R) + F_\ell(R) F'_\ell(R)] \quad (3.48)$$

peut s'écrire, en utilisant les différentes propriétés des fonctions de Bessel :

$$s_\ell(E) = -\frac{l [J_{\ell+1/2}^2(kR) l + Y_{\ell+1/2}^2(kR)] - kR [J_{\ell+1/2}(kR) J_{\ell-1/2}(kR) + Y_{\ell+1/2}(kR) Y_{\ell-1/2}(kR)]}{J_{\ell+1/2}^2(kR) + Y_{\ell+1/2}^2(kR)} \quad (3.49)$$

Les formes des équation (3.49) et (3.44) sont donc suffisamment simples pour être implémentées dans un code informatique (il existe de nombreuses bibliothèques des fonctions de Bessel, par exemple la GSL[86]). En particulier leur expression est générale quelque soit le ℓ , nous permettant d'étudier la dépendance en ℓ comme un paramètre supplémentaire, éventuellement sans hypothèse préliminaire.

3.1.5 Étude systématique

Sur la figure 3.3 sont données les formes typiques de ces distributions (en couleur), comparé à une Lorentzienne ayant les mêmes paramètres (en gris), pour $E_0 = \Gamma_0 = 1 \text{ MeV}$. Nous rappelons tout d'abord que ces distributions représentent physiquement des sections efficaces. Il apparaît assez naturel que si l'énergie relative neutron-fragment (qui correspond dans la diffusion d'un

neutron sur un fragment au repos dans le laboratoire à une énergie du neutron incidente) soit nulle alors la probabilité de résonance soit également nulle. À intégrale constante, si nous amenons la section efficace à zéro pour $E_r = 0$ le maximum « apparent » de la fonction va donc se décaler vers les basses énergies[†].

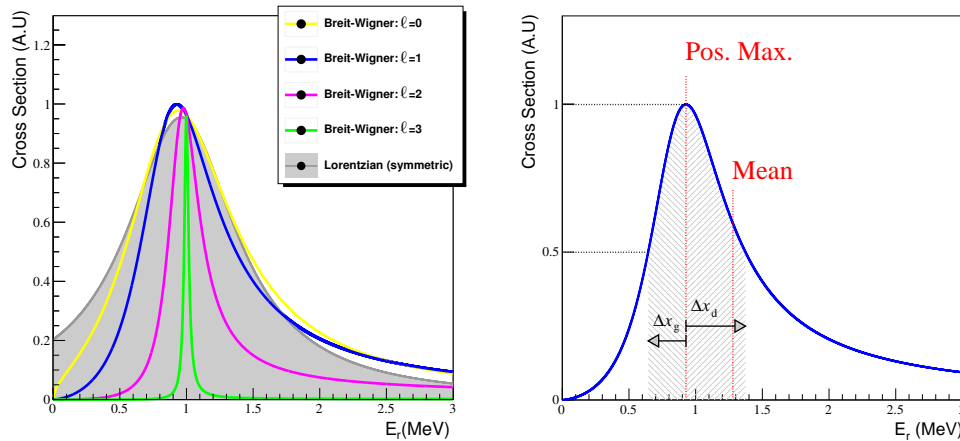


FIGURE 3.3 – A gauche : distribution Lorentzienne (gris) comparée à des distributions Breit-Wigner dont les largeurs sont dépendantes du temps et de ℓ , en prenant en compte également un décalage en énergie. Pour toutes les courbes $E_0 = \Gamma_0 = 1\text{MeV}$, seuls $\ell = 0, 1, 2$ et 3 (respectivement jaune, bleue, magenta et vert) changent. On suppose ici un système $^{17}\text{B} + n$. A droite : illustration des observables utilisées pour construire les estimateurs des figures 3.4 et 3.5, voir texte pour les détails.

Donc comme prendre en compte le décalage en énergie et la dépendance en énergie de la largeur modifie sensiblement la distribution par rapport à une Lorentzienne, nous présentons sur les figures 3.4 et 3.5 l'évolution de ces distributions caractéristiques en fonction des énergies et des largeurs des résonances. Afin de quantifier cette évolution, nous définissons plusieurs estimateurs :

- la largeur à mi-hauteur, directement comparable au Γ de la Breit-Wigner,
- une mesure de l'asymétrie (définie plus loin),
- la position du maximum,
- et la valeur moyenne.

†. Sauf pour les états $\ell = 0$, voir section 3.1.6.

Concernant l'asymétrie, nous avons décidé de ne pas prendre le « classique » coefficient de dissymétrie de Pearson (ou *skewness* en anglais)[†] car il s'est avéré numériquement instable. Étant données les fonctions étudiées (analytiques, continues, un seul maximum, etc) nous lui avons préféré une version plus graphique (notée \mathcal{A}) qui consiste à mesurer les « demi »-largeurs à mi-hauteur à droite Δx_d et à gauche du maximum Δx_g (voir sur la figure 3.3 à droite), d'en faire la différence et de le normaliser à la somme (la *vrai* largeur à mi-hauteur)[‡]. Cet estimateur est donc nul en cas de symétrie, supérieur à zéro si la distribution possède un traîne vers les hautes énergies et inférieure à zéro dans le cas contraire.

Une Lorentzienne « simple » est symétrique (asymétrie nulle), sa largeur à mi-hauteur est égale à Γ_0 et la position du maximum et la moyenne sont confondues et égales à E_0 (tous ces cas sont en pointillés noirs sur les figures 3.4 et 3.5). Sur nos illustrations les axes sont en MeV et nous prendrons comme référence une distribution $E_0 = \Gamma_0 = 1$ MeV. Nous aurions pu également mettre des axes relatifs ($E/E_0, \Gamma/\Gamma_0$ etc) puisque ces distributions présentent un facteur d'échelle. À noter que ces distributions ne sont pas *nécessairement physiques* car certaines combinaisons de E_0, Γ_0 et ℓ ne sont pas pertinentes (voir section 3.1.7).

Commençons par la figure 3.4 à gauche soit l'asymétrie fonction de la largeur intrinsèque pour une résonance à $E_0 = 1$ MeV pour différents ℓ . Celle si est toujours positive (ou quasi nulle pour de très faibles Γ_0) car la distribution présente une traîne toujours vers les hautes énergies. Cette dernière tend à s'éloigner de zéro à partir de $\Gamma_r = 1$ MeV pour saturer à une valeur d'autant plus faible que ℓ est grand. En conséquence, sur la figure 3.4 à droite présentant la largeur réelle en fonction de la largeur intrinsèque, nous observons une saturation de la largeur réelle quand la largeur intrinsèque augmente. Donc, *même si expérimentalement notre résolution est minimale, nous ne sommes que très peu sensibles aux grandes largeurs* et cela d'autant plus que le ℓ est grand, jusqu'à « saturation ». Nous constatons que les distributions $\ell = 0$ ont un comportement différent, en particulier la largeur est maximale autour de Γ_0 et diminue pour des valeurs loin de cette valeur. Ceci n'est pas surprenant étant donné la nature particulière de ces résonances (voir section 3.1.6).

†. Mathématiquement le moment d'ordre 3 de la variable centrée réduite $\gamma_1 = E \left[\left(\frac{X-\mu}{\sigma} \right)^3 \right] = \frac{\mu_3}{\sigma^3}$ avec $\mu_k = E \left[(X - \mu)^k \right] = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \mu)^k P(x) dx$ et $\sigma^2 = \mu_2$

‡. Si nous appelons Δx_d et Δx_g les demi-largeurs à mi-hauteur à droite et à gauche respectivement, l'asymétrie s'écrit donc $\mathcal{A} = \frac{\Delta x_d - \Delta x_g}{\Delta x_d + \Delta x_g}$

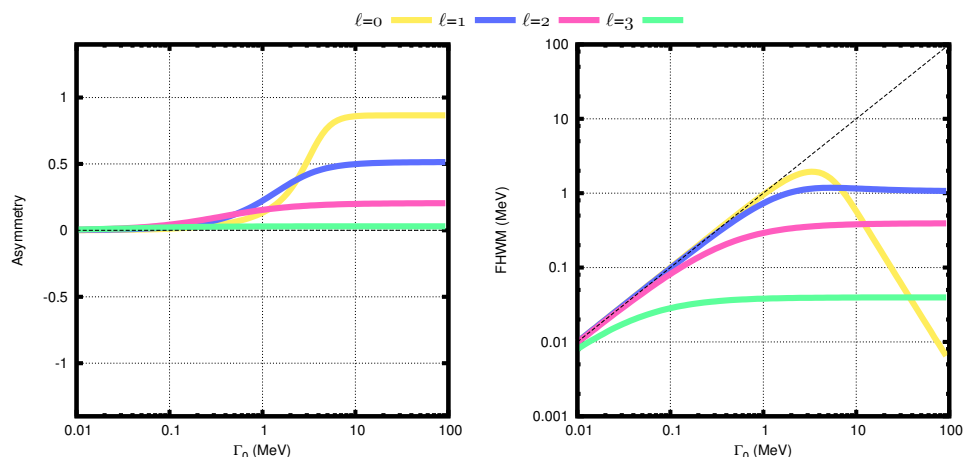


FIGURE 3.4 – Asymétrie (à gauche) et largeur à mi-hauteur (à droite) fonctions de la largeur intrinsèque d'une Breit-Wigner centrée sur $E_r = 1$ MeV pour $\ell = 0, 1, 2$ et 3 (respectivement jaune, bleue, magenta et vert). On suppose ici un système $^{17}\text{B} + n$.

Concernant l'évolution avec l'énergie intrinsèque de la résonance (à largeur intrinsèque constante $\Gamma_0 = 1$ MeV), les différents estimateurs sont présentés sur la figure 3.5. Nous faisons tout d'abord remarquer que ces derniers ne sont pas nécessairement indépendants les uns des autres. Nous constatons en haut à droite qu'à part pour $\ell = 0$ la position du maximum est quasi systématiquement confondue avec E_0 . L'asymétrie (en bas à gauche) est significative pour les bas E_0 puis tend vers 0 aux grand E_0 ce qui est bien le contre-pendant du la figure 3.4 à gauche, puisque cela revient à dire que plus largeur intrinsèque est grande devant l'énergie de la résonance, plus l'asymétrie est grande. Cette dernière observation a une conséquence directe sur la moyenne (en haut à droite), fortement décalée du maximum jusqu'à $E_0 \gg 1$ MeV. Quand à la largeur à mi-hauteur, elle est également éloignée de 1 MeV dans la même gamme de conditions.

3.1.6 États virtuels

Les études systématiques précédentes montrent que les états $\ell = 0$ suivent des évolutions différentes des états $\ell > 0$. Ce comportement aboutit à ce que l'on dénomme « états virtuels » et est bien expliqué par McVoy dans son article [154]. Pour le comprendre penchons nous sur l'évolution avec l'énergie des largeurs des états, tel que donnée par l'équation (3.38). Cette dernière fait apparaître la

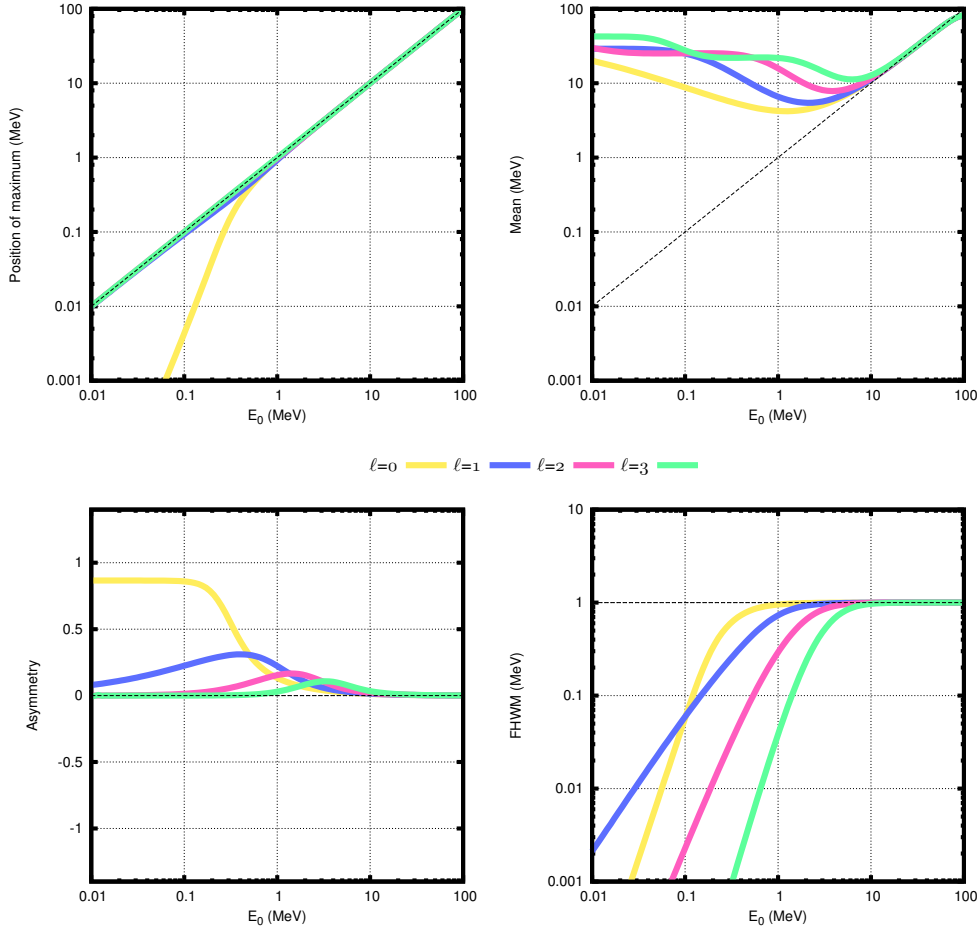


FIGURE 3.5 – Écart type (en haut à gauche), asymétrie (en haut à droite), position du maximum (en bas à gauche) et moyenne (en bas à droite) fonction l'énergie d'une Breit-Wigner de largeur $\Gamma_0 = 1$ MeV pour $\ell = 0, 1, 2$ et 3 (respectivement jaune, bleue, magenta et vert). On suppose ici un système $^{17}\text{B} + n$.

« pénétrabilité » s_ℓ dont nous rappelons ici l'expression :

$$s_\ell = \frac{2/\pi}{J_{\ell+1/2}^2(kR) + Y_{\ell+1/2}^2(kR)} \quad (3.50)$$

Les fonctions de Bessel $J_p(x)$ s'écrivant :

$$J_p(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m! \Gamma(m+p+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2m+p} \quad (3.51)$$

avec Γ la fonction gamma. Les fonctions de Bessel J_p et Y_p étant reliées, pour $p = \ell + 1/2$ avec ℓ entier positif, par :

$$J_{-(\ell+1/2)}(x) = (-1)^{\ell+1} Y_{\ell+1/2}(x) \quad (3.52)$$

cela implique que s_ℓ , et donc par extension la largeur Γ , évolue en $k^{2\ell+1}$. Ceci est à comparer à l'énergie qui varie en k^2 (équation 3.2) et donc pour $\ell > 0$ la largeur diminue plus vite que l'énergie. Dans ce cas l'état ne chevauche jamais le seuil, il ne peut donc y avoir aucune ambiguïté quant à savoir si il se produit au-dessus du seuil (une résonance) ou au-dessous (un état lié). Si $\ell = 0$ cependant, la largeur du niveau ne diminue *que* comme la racine carrée de l'énergie, de sorte que lorsque l'énergie diminue, il y aura nécessairement un « seuil de chevauchement » avant qu'il ne devienne un état lié. Dans certains cas il n'est pas clair si le niveau se situe majoritairement au-dessus ou au-dessous du seuil, et c'est pour décrire cette situation ambiguë que le terme d'état virtuel est utilisé. Afin d'illustrer cette situation de manière exacte, nous présentons l'évolution de la largeur en fonction de l'énergie, en prenant comme référence l'énergie de la résonance $E_0 = 1$ MeV (à partir de l'équation 3.44 et avec la même logique que les analyses systématiques présentes). Nous voyons bien que pour seul $\ell = 0$ (en jaune) la valeur de largeur est supérieure à l'énergie (en pointillé).

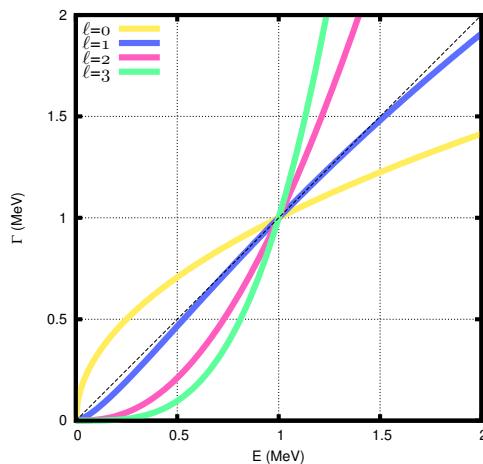


FIGURE 3.6 – Évolution de la largeur en fonction de l'énergie de la résonance, pour $\ell = 0, 1, 2$ et 3 (respectivement jaune, bleue, magenta et vert). On suppose ici un système $^{17}\text{B} + n$ avec $E_0 = 1$ MeV. Le cas $\Gamma = E$ est dépeint en pointillés noirs.

3.1.7 Calcul des largeurs à particule indépendante

Expérimentalement la largeur d'un état à particule indépendante est souvent utilisé, sachant la nature de l'état considéré, pour en déduire son facteur spectroscopique. Le lien entre les deux peut simplement se voir dans la définition, ici simplifiée, de la largeur réduite telle que donnée dans les références [126, 127] :

$$\gamma_{\ell,i} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu R}} \int \phi_{\ell}^* \chi_i dS \quad (3.53)$$

où : dS élément de surface à $r = R$
 ϕ composante surfacique de la fonction d'onde interne
 χ_i fonction propre interne, pour une énergie donnée E_i

La composante surfacique correspond à ce qu'il faut multiplier à la fonction d'onde radiale u_{ℓ} pour obtenir la fonction d'onde totale ψ :

$$\psi = \sum_{\ell} u_{\ell} \phi_{\ell} = \sum_i A_i \chi_i \quad (3.54)$$

Quantitativement, elle apparaît ici car γ_{ℓ} , si nous revenons à l'équation (3.37), fait bien apparaître la dérivée selon r de la fonction d'onde. A noter que dans l'expression (3.54) présentée ici la sommation est simplifiée sur ℓ mais, notamment dans le formalisme de la matrice R [126, 127], elle doit prendre en compte tous les nombres quantiques des canaux d'entrées de la réaction (j, l, J , etc).

Nous voyons bien dans cette expression que le facteur spectroscopique C^2S , éventuellement en facteur de la fonction d'onde, est bien directement connecté à la largeur observée. Schématiquement :

$$C^2S = \sigma_{\ell, \text{exp}} / \sigma_{\ell, \text{théo}} \quad (3.55)$$

avec σ_{ℓ} la section efficace d'intérêt, $\sigma \propto |\phi|^2$, expérimentale et théorique respectivement. Donc tout aussi schématiquement nous pouvons poser $\phi_{\text{exp}} = \sqrt{C^2S} \phi_{\text{théo}}$. Ce qui donne :

$$C^2S = \gamma_{\ell, \text{exp}} / \gamma_{\ell, \text{théo}} \quad (3.56)$$

Maintenant pour réellement évaluer la largeur d'intérêt il est nécessaire de calculer les fonctions d'ondes correspondantes, par exemple dans l'hypothèse d'un modèle en couche, développement au delà de cette simple introduction. Avec cependant un minimum d'hypothèse, notamment un puits carré, il est possible d'estimer ces largeurs. Bohr et Mottelson écrivent [37, page 440] :

$$\Gamma_{sp} = \begin{cases} \frac{2\hbar^2}{\mu R^2} kR v_{\ell} \frac{2\ell-1}{2\ell+1} & \text{si } \ell > 0 \text{ et } kR < \ell^{1/2}, \\ \frac{2\hbar^2}{\mu R^2} kR & \text{si } \ell = 0 \end{cases} \quad (3.57)$$

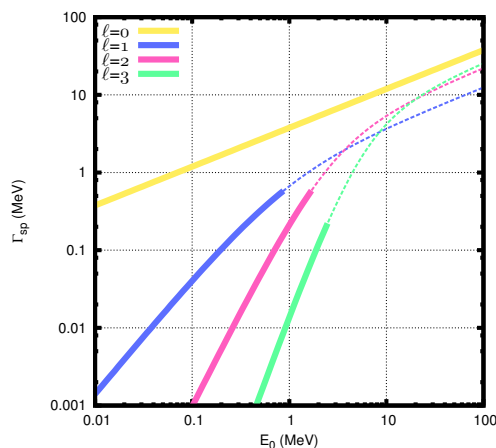


FIGURE 3.7 – Largeur à particule indépendante en fonction de l'énergie de la résonance, suivant le formalisme de Bohr & Motelson [37] et pour $\ell = 0, 1, 2$ et 3 (respectivement jaune, bleue, magenta et vert). On suppose ici un système $^{17}\text{B} + n$. Les lignes en pointillés correspondent au cas en dehors des conditions nécessaires de $kR < \ell^{1/2}$.

Une étude systématique, utilisant ce formalisme, est présentée sur la figure 3.7 pour le système $^{17}\text{B} + n$, avec les mêmes conventions que dans la section 3.1.5, et ce malgré les limites de définition de (3.57), ce qui explique que certaines valeurs soient « manquantes » (mais présentées ici pour information en pointillé). Nous voyons notamment que la largeur est d'autant plus faible que le ℓ est grand, ce qui provient de l'effet du facteur de pénétration.

3.2 Vers les résonances géantes

À part la section 3.1.7, rien de ce qui n'est présenté jusqu'ici n'est spécifique à une résonance à particule indépendante. Seules les largeurs donc doivent être expliquées par un modèle différent de celui des particules indépendantes. Par exemple prenons la largeur d'une résonance géante isoscaire dipolaire dont une grande partie de la force se situe entre les seuils d'émission un et deux neutrons (afin d'appliquer les formalismes précédents avec un coeur plus un neutron) : pour le ^{90}Zr l'expérience [28, 29] donne une énergie maximale de la résonance autour de 17 MeV et une largeur $\Gamma = 4$ MeV. Sachant que $S_n \approx 12$ MeV, si le système $^{89}\text{Zr} + n$ produisait une résonance $L = 1$ à $E_r \approx 5$ MeV cette dernière aurait une largeur $\Gamma = 7$ MeV. Cela n'est pas totalement impossible mais il est difficile de penser qu'un seul état, aussi pur et aussi haut en énergie dans le continuum d'un noyau lié, puisse exister.

Un état collectif en revanche serait moins surprenant et il serait tentant de considérer qu'une résonance géante n'est en fin de compte qu'une somme incohérente de petites résonances telles que décrites précédemment (voir illustration sur la figure 3.8). Il faudrait de plus que leur amplitude se somment selon une distribution Lorentzienne, avec le soucis supplémentaire que les petits états la composant auraient eux de faibles largeurs, ce qui n'est pas raisonnable.

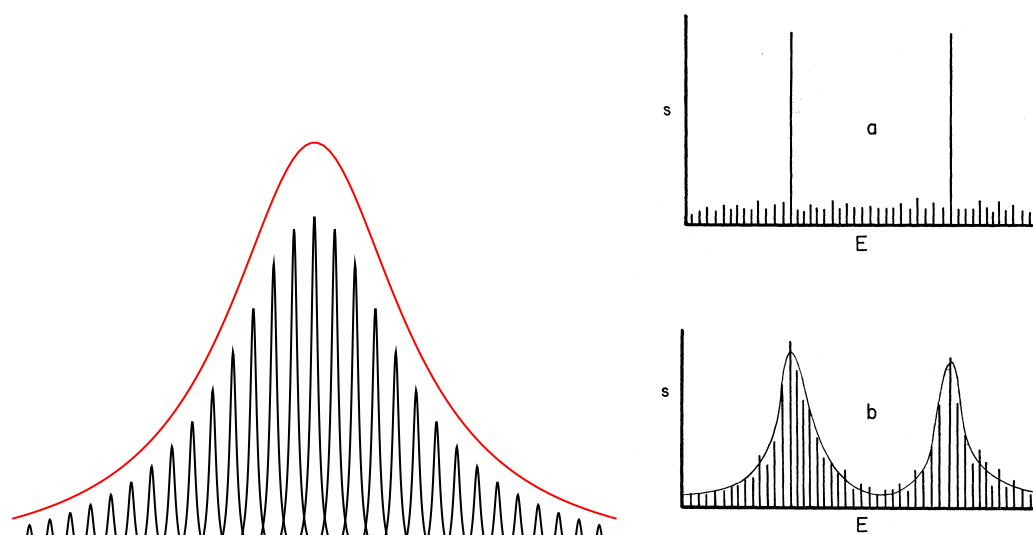
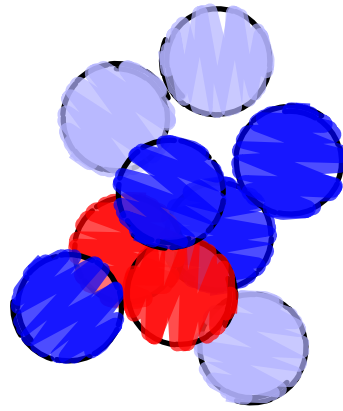


FIGURE 3.8 – A gauche : illustration d'un résonance géante (en rouge) dans une vision de somme incohérente d'états résonants (en noir). A droite : Forces d'états, représentés par les hauteurs des lignes verticales : (a) deux états forts, espacés, entourés de niveaux plus faibles (b) En raison du mélange des niveaux forts et faibles de (a), les niveaux forts sont affaiblis et leurs voisins faibles sont renforcés . Extrait de [225].

Une approche fondée plutôt sur une approche cohérente a été tenté par Lane, Thomas et Wiener [128, 192, 225]. Leurs travaux se fondent sur la matrice R et conclut à la génération d'une résonance neutron, à une seule particule, *de grande largeur via* l'interaction de configuration avec plusieurs niveaux du noyaux composé. La distribution de force associée ressemble à celle d'une résonance géante (voir figure 3.8 à droite). Cependant dans une étude publiée par la suite, McVoy [153] approfondit la question et conclut qu'une telle résonance géante doit probablement exister mais que la probabilité de l'observer, en tout cas par diffusion neutronique, est très faible. Enfin la question demeure quand à la collectivité d'un tel phénomène.

En conclusion : si les résonances géantes se prêtent facilement à une interprétation macroscopique (voir Section 7.1.1) du fait de leur collectivité, l'interprétation microscopique se fait principalement en terme d'excitation cohérente particule-trou (voir par exemple [89]) ce qui est au-delà des simples considérations de ce chapitre.



Le cas de l'Hélium-9

4.1	Contexte	47
4.2	Expérience	50
4.3	Analyse	51
	4.3.1 Réaction test, états de ^{17}O	52
	4.3.2 Résultats	54
4.4	Discussion	57
4.5	Comparaison avec les théories	58

CE chapitre présente les résultats obtenus pour le noyau non-liés d'hélium-9 ($Z = 2, N = 7$). L'analyse et l'interprétation des résultats sont extraites de la thèse de T. Al Kalanee [8] et de l'article en découlant [9]. Nous ajoutons ici des discussions supplémentaires sur les différences entre la thèse et l'article ou sur les nouveaux articles parus depuis sur le sujet [91, 229, 234].

4.1 Contexte

Les isotones $N = 7$ riches en neutrons sont d'un intérêt particulier en raison de leur séquence de niveaux, qui diffère de celle prédite par le modèle en couche « standard » (celui utilisé près de la stabilité) [220]. Ce dernière prédit généralement un état fondamental $J^\pi = 1/2^-$ pour les noyaux $N = 7$. Cela est vrai pour ^{15}O et le ^{13}C , mais le ^{11}Be présente une inversion de parité avec pour état fondamental $J^\pi = 1/2^+$ ($\nu 2s_{1/2}$) [61]. Cette inversion de parité a été prédite pour la première fois par Talmi et Unna en 1960 [220] : ils ont montré que l'inversion de parité pour le ^{11}Be peut être prédite à partir de l'extrapolation

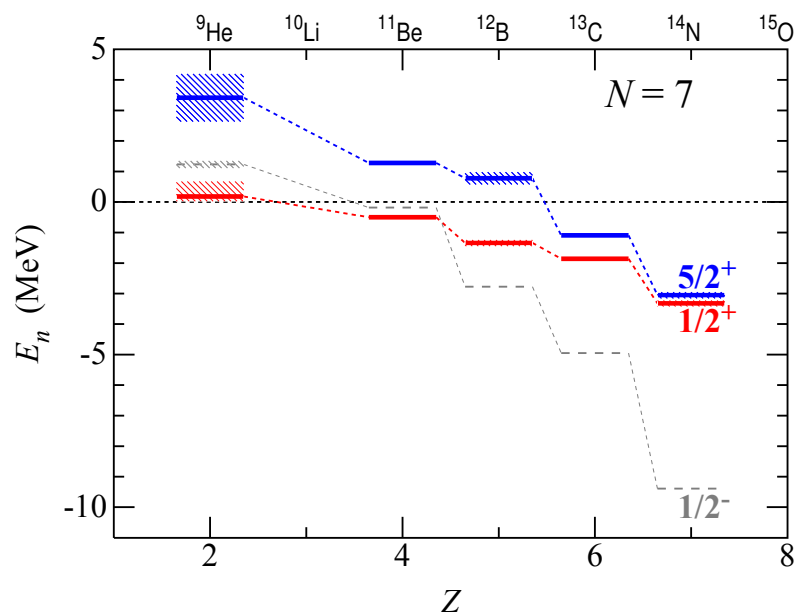


FIGURE 4.1 – Données expérimentales disponibles sur l'énergie des couches neutrons, par rapport au seuil d'émission neutron, dans les isotones $N = 7$. Les incertitudes sont indiquées par des hachures. Extrait et adapté de [91].

linéaire de l'énergie de la différence $p_{1/2}-s_{1/2}$ dans le ^{13}C . Ainsi dans le ^{11}Be la $s_{1/2}$ est prédite comme la couche fondamentale, en dessous de la $p_{1/2}$ (voir figure 4.1). De récents résultats dans le ^{10}Li [5, 7, 104, 203] confirment également l'observation d'un état s virtuel à proximité du seuil d'émission neutron avec la présence d'une résonance autour 0.5 MeV.

Une analyse détaillée des précédents résultats sur l' ^8He est effectuée dans les références [9, 10], à l'exception des derniers résultats publiés dans [234]. Nous présentons ici un résumé des différents états mesurés et des techniques sous forme graphique sur la figure 4.2. Ces résultats sont classés par réaction puis par date de publication.

En quelques mots : les premières études [36, 201, 242] placent l'état fondamental de l' ^9He vers 1 MeV au-dessus du seuil neutron, avec pour nature $J^\pi = 1/2^-$, comme les expériences passant par un état isobarique analogue [193, 234], donc en contradiction avec l'inversion attendue. En revanche les études par arrachage de proton et par transfert [6, 7, 48, 70, 84, 105] observent quand à elle un état $J^\pi = 1/2^+$ près du seuil.

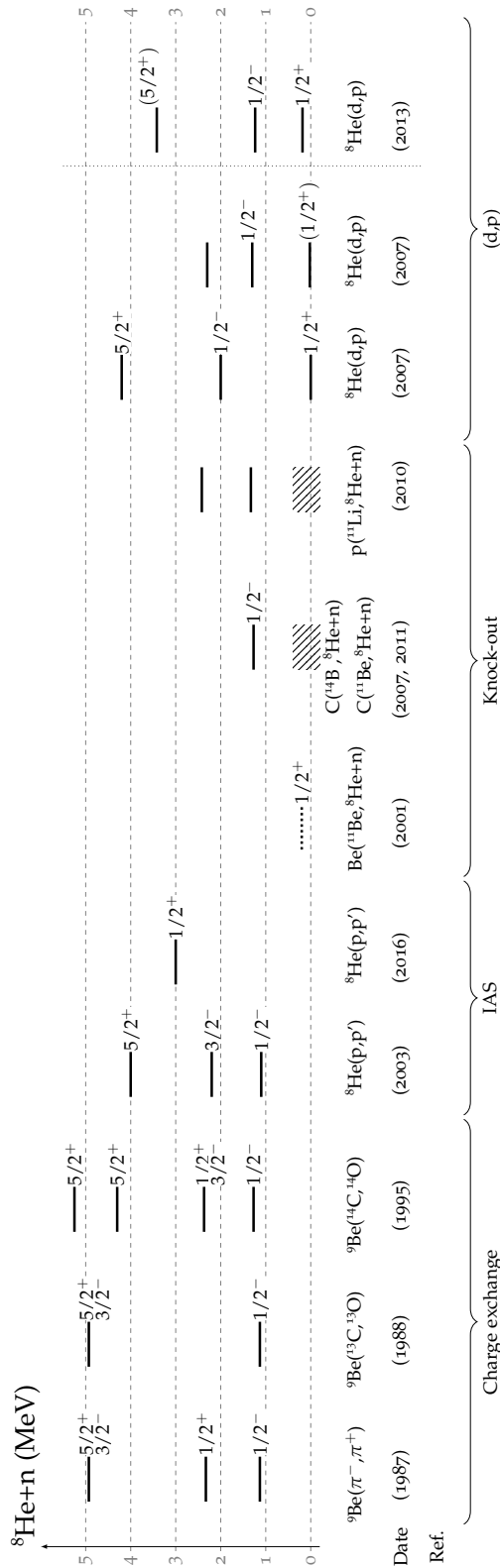


FIGURE 4.2 – Résumé de tous les résultats expérimentaux pour l' ${}^8\text{He}$, en limitant les états en deçà de 5 MeV en énergie d'excitation. Les lignes continues représentent les états avec une résonance bien définie. Les zones en pointillées ou hachurées représentent les structures de basse énergie décrites par un état virtuel s .

L'expérience présentée ici [10] est une réaction de transfert qui utilise la même réaction et une énergie quasi identique à la première expérience de Fortier *et al.* [70] — $d(^8\text{He}, ^9\text{He})p$ à 15.4 MeV/nucléon — mais a bénéficié d'une augmentation de l'intensité faisceau d' ^8He ainsi que d'une couverture angulaire améliorée, possible grâce aux détecteurs MUST2[†] [186]. Cette expérience est en fait une continuité de la première où les résultats, essentiellement publiés dans des conférences et présentant une très faible statistique, nécessitaient une confirmation.

4.2 Expérience

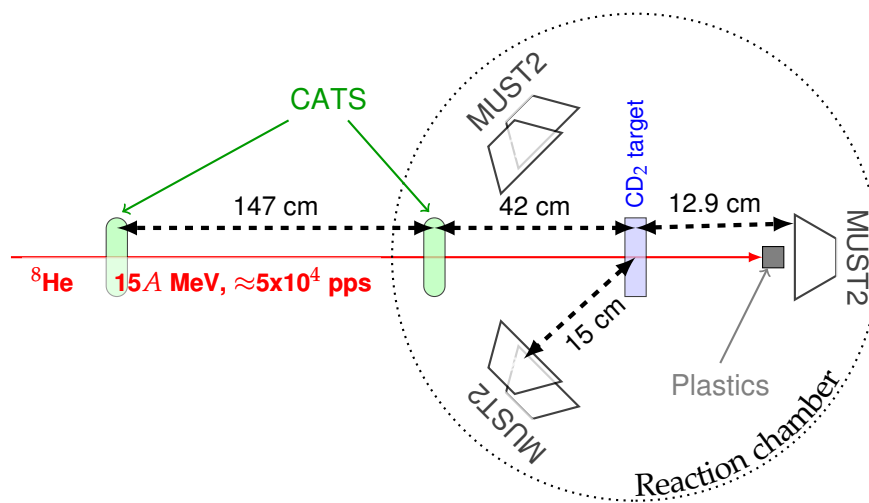


FIGURE 4.3 – Schéma du dispositif expérimental . Les trapèzes représentent les modules MUST2.

L'expérience a été réalisée au GANIL et faisait partie de la première campagne de MUST2 [164, 213]. Un faisceau secondaire ^8He à 15.4 MeV/nucléon a été produit par l'installation ISOL SPIRAL₁ [240]. Après ré-accélération et purification le faisceau a été délivré sur des cibles de polyéthylène enrichi en deutérium (CD_2) $320 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ou $550 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur et de section $4 \times 3 \text{ cm}^2$. Le dispositif expérimental est schématiquement représenté sur la figure 4.3. Pour plus de détails voir les références [8, 163, 211, 212].

†. Voir aussi les thèses ayant utilisé ce détecteur [8, 38, 42, 68, 82, 131, 134, 149, 163, 165, 189, 211, 212]

Les énergies et angles des protons de recul ont été mesurées par quatre télescopes MUST2 [186] situés en amont de la cible. Chaque télescope, avec une surface active de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, consiste en un détecteur silicium double face segmentée de $300 \mu\text{m}$ (double sided strip detector : DSSSD) et un calorimètre constitué de 16 (4×4) CsI de 4 cm d'épaisseur, mesurant respectivement les pertes d'énergie (ΔE) et l'énergie restante (E) des particules chargées les traversant. Les DSSSD sont divisés en 128 secteurs à la fois dans x et y , permettant la mesure en position. Les angles d'émission des particules de recul ont été obtenue en combinant ces informations avec l'angle et la position du ^8He tombant sur la cible telle que déduite des positions sur les CATS [177].

Les noyaux lourds émis à l'avant lors de la désintégration en vol de ^9He ont été détectés soit par un scintillateur plastique ($20 \times 20 \text{ mm}^2$ et 1 mm d'épaisseur) situé 11 cm après la cible soit pour les plus grands angles jusqu'à 6.5° par un cinquième télescope MUST2 situé 19 mm derrière le scintillateur plastique.

4.3 Analyse

Comme indiqué précédemment, le point de réaction sur la cible a été reconstruit à partir des mesures des positions dans les détecteurs CATS événement par événement. Seuls les événements où deux CATS ont été touchés furent conservés.

La gamme en énergie des protons d'intérêt (émis par lors du transfert d'un neutron) était telle (inférieur à 6 MeV) que tous s'arrêtaient dans le premier étage du télescope. Nous avons donc rejeté tous les événements où un CsI était touché juste derrière le point d'impact dans le DSSSD[†]. L'identification des protons fut réalisée en utilisant le temps de vol en coïncidence avec la perte d'énergie [8].

Le scintillateur plastique en aval de la cible était censé permettre l'identification de l'ion sortant, sachant que nous nous intéressions au ^8He . La séparation isotopique ne s'est cependant pas avérée possible est seule la coïncidence ion de recul avec un proton fut possible. De plus les ions du faisceau arrêtés dans le plastique ont émis des particules β ($T_{1/2} \sim 120 \text{ ms}$) et les réactions induites dans cette cible épaisse, placée trop près du reste des détecteurs, ont produit des protons visibles dans les télescopes arrières. Les particules β étant de faible énergie et décorréélées en temps elles ont put être facilement identifiées et éliminées. La seconde contamination (protons) était en coïncidence avec le faisceau mais

†. Avec la difficulté parfois que certains CsI ne marchaient pas.

le scintillateur plastique se trouvant 11 cm après la cible, les particules émises arrivèrent au moins 5 ns après les protons d'intérêt. La résolution temporelle des MUST2 (500 ps) est alors suffisante pour les rejeter à condition que ces derniers ne traversent pas les DSSSD. Enfin les énergies des protons ont été limitées à celles cinématiquement raisonnables pour la réaction de transfert.

L'angle de diffusion θ a été déduit de la position de l'impact des protons sur MUST2, corrigé du point d'interaction sur la cible et de l'angle d'incidence du faisceau. L'énergie d'excitation, E_4^* , a été calculée par masse manquante à partir des propriétés des systèmes à deux corps en utilisant :

$$E_4^* = \sqrt{(T_1 + m_1 + m_2 - T_3 - m_3)^2 - P_1^2 - P_3^2 + 2 \cdot P_1 \cdot P_3 \cdot \cos(\theta)} - m_4 \quad (4.1)$$

où les indices $i = 1, 2, 3$ et 4 représentent respectivement le faisceau, le deutéron, le proton et le noyau d'intérêt (${}^9\text{He}$ ou ${}^{17}\text{O}$), et P_i sont les moments, T_i les énergies cinétiques et m_i les masses au repos. Ces dernières sont tirées de l'article [227] pour les isotopes d'oxygène et de [228] pour ${}^8\text{He}$. La masse de ${}^9\text{He}$ a été définie comme la somme des masses de ${}^8\text{He}$ et d'un neutron libre.

4.3.1 Réaction test, états de ${}^{17}\text{O}$

Afin de tester notre compréhension du dispositif expérimental et nos procédures d'analyse, une réaction de test $d({}^{16}\text{O}, p){}^{17}\text{O}$ à 15.5 MeV/nucléon a été conduite, en cinématique inverse. Notons que dans ce cas, le module MUST2 et le plastique à 0° ont été retirés et aucune identification de l'ion de recul n'était possible. La figure 4.4 présente le spectre en masse manquante de ${}^{17}\text{O}$ obtenu. Les deux états autour de 0 et 0.9 MeV sont clairement séparés, et deux autres à environ 5.5 MeV (soit au dessus du seuil d'émission neutron $S_n = 4143$ keV) sont visibles. Nous nous concentrons sur ces quatre états pour lesquels des résultats de transfert avec les mêmes réactions sont disponibles dans la littérature [52, 55] et qui sont *qui plus est* des cas d'école de l'interprétation en terme de particule indépendante (voir figure 4.5). Pour affiner notre analyse nous avons pris en compte deux contributions : un espace de phase à 3-corps simulant la cassure du deutéron et un autre simulant la réaction du faisceau d' ${}^{16}\text{O}$ avec le carbone de la cible.

L'évolution de la statistique de chacun des états, corrigée de l'acceptance angulaire, nous a permis de construire les distributions angulaires, dont un exemple pour le premier état excité (transfert $\ell = 0$) est présenté en encart sur la figure 4.4.

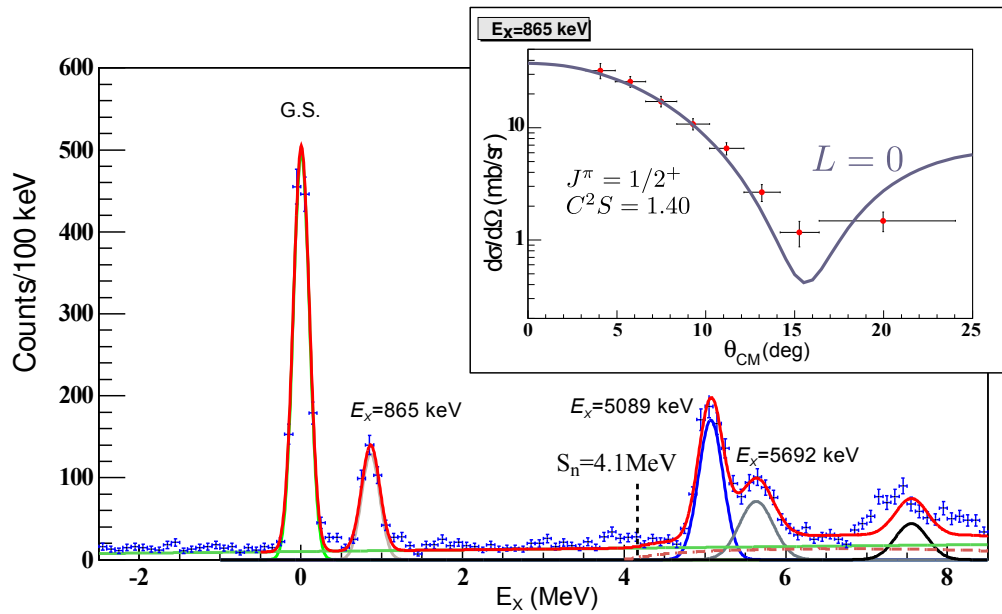


FIGURE 4.4 – Spectre expérimental en masse manquante pour la réaction $d(^{16}\text{O}, p)^{17}\text{O}$. Ligne pointillée (brune) : espace de phase 3-corps. Ligne solide (verte) : fond inhérent à la réaction du faisceau avec le carbone du CD_2 de la cible. En encart : distribution angulaire pour le premier état excité, comparée à des calculs DWBA.

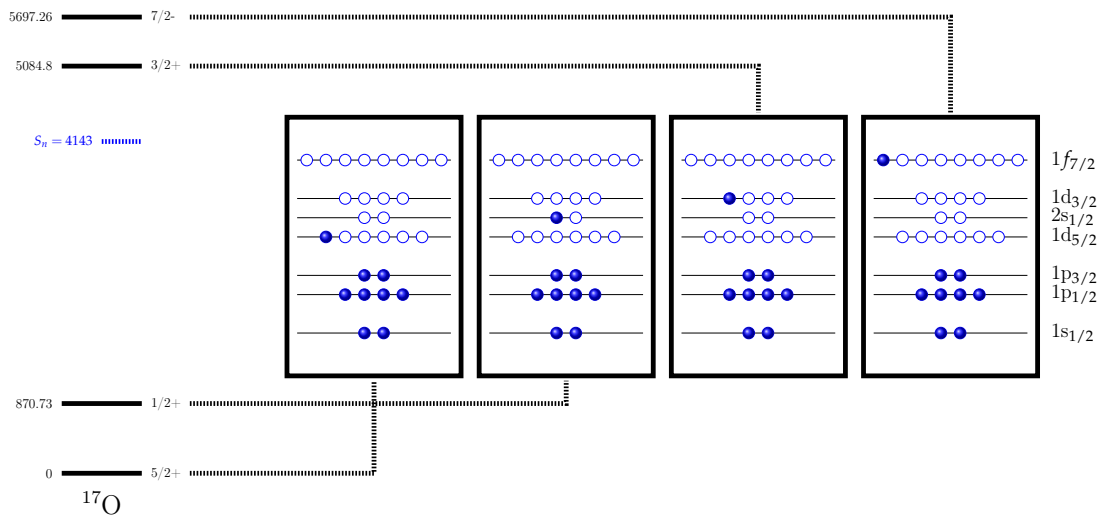


FIGURE 4.5 – Interprétation des états de ^{17}O observés ici, en terme de modèle en couche à particules indépendantes construit sur l'état fondamental du ^{16}O . Les énergies sont en keV. Adapté de [118].

TABLE 4.1 – Comparaison entre les résultats de la réaction $d(^{16}\text{O}, p)^{17}\text{O}$ en cinématique inverse et les valeurs d'énergie adoptées (E_x), ainsi que les facteurs spectroscopiques publiés antérieurement (C^2S) pour les états observés. Les incertitudes sur les C^2S ici sont estimés être de l'ordre de $\pm 20\%$.

J^π	$E_x(\text{keV})$ (Adoptée values [227])	C^2S (Ref. [52, 55])	This work	
			E_x	C^2S
$5/2^+$	0	$1.07 - 0.84$	5 ± 2	0.7
$1/2^+$	870.73 ± 0.10	$1.14 - 0.91$	865 ± 9	1.4
$3/2^+$	5084.8 ± 0.9	1.2	5089 ± 1	0.8
$7/2^-$	5697.26 ± 0.33	0.15	5692 ± 7	0.13

La comparaison avec des calculs DWBA (code FRESKO [226]) nous permet d'extraire les facteurs spectroscopiques et de les confronter aux résultats publiés précédemment [52, 55], voir tableau 4.1. Nous concluons de cette analyse que nous reproduisons avec une précision meilleure ou égale à 5 keV les énergies de l'état du fondamental et des trois premiers états excités à particule indépendante du ^{17}O , construits sur l'état fondamental du ^{16}O . En outre, compte tenu de la résolution expérimentale, déduites à partir des simulations et comparés aux états liés, nous extrayons correctement la largeur $\Gamma = 70$ keV de l'état non lié à 5084 keV.

En conclusion, l'analyse de la réaction test démontre que nous sommes capable d'extraire des résultats sur les états non-liés ainsi que les transfert $\ell = 0$, ce qui s'avérera crucial pour les résultats concernant l' ^9He .

4.3.2 Résultats

Les procédures d'analyse pour la réaction $d(^8\text{He}, ^9\text{He})p$ sont identiques à l'expérience de test. Le spectre de masse manquante est présentée sur la figure 4.6. Nous rappelons que la masse m_4 de l' ^9He dans l'équation (4.1) est définie comme la somme des masses de ^8He et d'un neutron libre. La masse manquante (notée ici E_r) est ainsi définie à partir du seuil d'émission neutron.

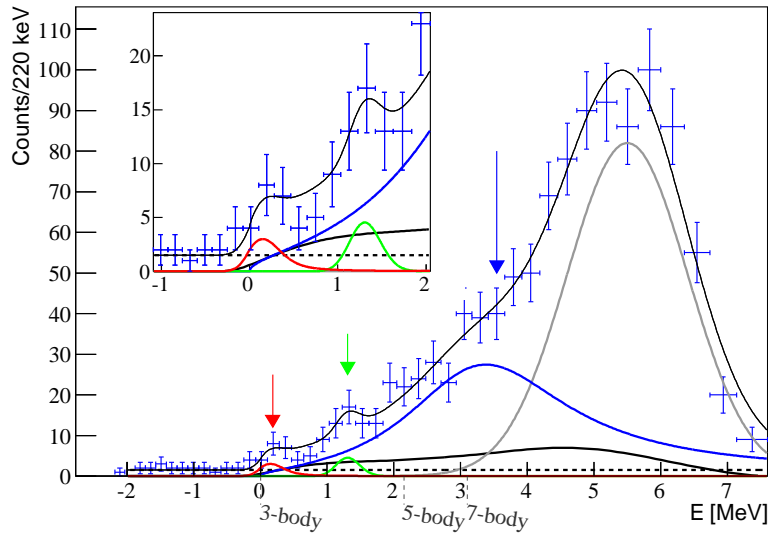


FIGURE 4.6 – Spectre en masse manquante pour la réaction $d(^8\text{He},^9\text{He})p$, ajusté avec trois états : l'état fondamental (rouge), le premier excité (vert) et deuxième excité (bleu). La ligne grise simule la coupure en acceptation. La ligne noire représente la somme des contributions de espace de phase 3, 5 et 7-corps, avec leur seuil en énergies noté en dessous de l'axe. La ligne pointillée indique le fond physique dû aux réactions avec le carbone de la cible. La ligne continue mince est la somme de toutes les contributions. Un agrandissement de la région autour du seuil est représentée en encart.

Deux pics sont visibles : un à environ 200 keV que nous avons identifié comme l'état fondamental (G.S.) et un autre autour de 1.5 MeV. Nous observons également un épaulement vers 3 MeV sur une structure centrée vers 6 MeV que nous savons liée à la coupure en énergie « proton » (et qui n'est donc pas un véritable état), et en modélisant cette dernière avec une Gaussienne dont la largeur est déduite des énergie supérieures à 6 MeV, nous avons conclu que l'excès de coups autour de 3 MeV est dû à un second état excité. La présence et la position des deux états excités sont compatibles avec un grande majorité des études précédents [70, 193, 201, 233, 242], voir figure 4.2.

En utilisant ces énergies comme première estimation des énergies de résonance des états, un ajustement a été effectué en utilisant une profil de « Voigt » [246], ce qui correspond à la convolution d'une Lorentzienne et d'une Gaussienne et qui permet de prendre en compte la résolution expérimentale. La largeur Γ des Lorentzienne dépend de l'énergie $\Gamma = \Gamma_0 \sqrt{\frac{E}{E_R}}$ [127] (voir section 3.1.4). La composante Gaussienne, dépendante de l'énergie, tient compte de la résolution expérimentale déduite à partir des résultats de $d(^{16}\text{O}, p)^{17}\text{O}$ ramené à une même énergie proton. Seule la dernière structure à 6 MeV a été considérée

TABLE 4.2 – Position et largeur des états du ${}^9\text{He}$ obtenues ici. Les facteurs spectroscopiques ont été déduits des ajustements avec les calculs DWBA, les incertitudes proviennent des différents potentiels Woods-Saxon $n + {}^8\text{He}$ utilisés dans les calculs.

$E_r(\text{keV})$	$\Gamma_0(\text{keV})$	C^2S			
		$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$
180 ± 85	180 ± 160				
1235 ± 115	130^{+170}_{-130}	$0.02 - 0.05$	$0.01 - 0.03$	$0.006 - 0.01$	$0.005 - 0.007$
3420 ± 780	2900 ± 390			$0.03 - 0.04$	$0.02 - 0.03$

comme une fonction Gaussienne simple. Les espaces de phase 3, 5 et 7 corps correspondants à ${}^8\text{He} + d \rightarrow {}^8\text{He} + p + n$, ${}^6\text{He} + p + 3n$ et ${}^4\text{He} + p + 5n$ ont été pris en compte. Enfin, nous avons traité le fond résultant des réactions du faisceau avec le carbone de la cible et des réactions dans le scintillateur plastique comme une fonction affine (hypothèse minimale). Les résultats sont présentés sur la figure 4.6 ainsi que dans le tableau 4.2.

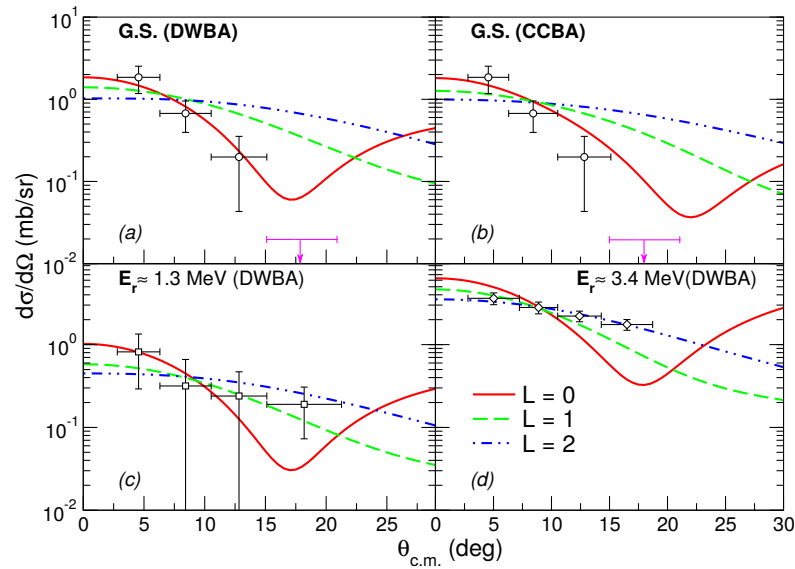


FIGURE 4.7 – Distributions angulaires pour l'état fondamental (a) et les deux premiers états excités de ${}^9\text{He}$ (c et d) comparées à des calculs DWBA pour $\ell = 0, 1, 2$ (respectivement rouge, vert et bleu). (b) Idem pour l'état fondamental seulement, comparée aux calculs CCBA. Le point en magenta dans les distributions angulaires de l'état fondamental a été rajouté pour ce manuscrit.

Les distributions angulaires expérimentales pour ces trois états sont présentées sur la figure 4.7 où les barres d'erreur, statistiques, tiennent compte des incertitudes dues à la soustraction des différents fonds. Ces résultats sont tirés de l'article [9] sauf pour l'état fondamental pour lequel nous avons rajouté le point vers 18° centre de masse. En effet, l'acceptance du dispositif autorise à mesurer des protons aux angles laboratoire correspondants mais le fait de n'observer aucun évènement pour l'état fondamental, même avec une statistique globalement faible, peut être un argument de plus concernant la nature de cet état. Ces distributions angulaires sont comparées avec les résultats des calculs DWBA, semblables à ceux effectués pour la réaction test sur l'oxygène. La normalisation pour chaque énergie et chaque moment L transféré a permis de déduire les facteurs spectroscopiques du tableau 4.2. Les détails des calculs, menés par N. Keeley, sont données dans l'article [9]. L'énergie incidente du ^8He étant relativement élevée, la cassure du deutéron pourrait avoir un effet important sur les sections efficaces. Pour tester cette hypothèse nous avons effectué un calcul en voies couplées (CCBA) pour l'état fondamental du ^9He .

4.4 Discussion

Nous présentons les valeurs d'énergie des états obtenus ici pour l' ^9He (Tab. 4.2) avec tous les autres résultats publiés avant et après la publication de nos travaux sur la figure 4.2. Les premières conclusions sont que nous confirmons la présence d'un état très proche (de 200 keV) du seuil d'émission neutron (précédemment observé dans les réactions (d, p) [70, 84]) que nous avons identifié comme étant l'état fondamental. Les différentes distributions angulaires théoriques (supposant différents moments angulaires transférés $\ell = 0, 1$ ou 2) calculées à la fois en DWBA et en CCBA sont comparées avec les valeurs expérimentales sur la figure 4.7. La distribution angulaire expérimentale pour l'état fondamental présente une rapide décroissance (au point de ne plus présenter d'évènement vers 18° centre de masse) caractéristique d'un transfert $\ell = 0$, hypothèse compatible avec les calculs théoriques. Par conséquent, malgré la statistique très limitée, les présentes données soutiennent la thèse selon laquelle l'état fondamental de l' ^9He est un $1/2^+$. L'énergie trouvée est également compatible à celle déduite des expériences de réaction d'arrachage de nucléons [7, 48, 105][†]. En revanche l'approche théorique utilisée pour les calculs de diffusion $\ell = 0$ ne permet pas d'obtenir de manière fiable des sections efficaces et donc des facteurs spectroscopiques *via* les distributions angulaires.

†. En supposant que $E_r \approx \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2}$, a_s étant la longueur de diffusion.

Cependant, il est possible d'estimer une valeur de la largeur de la résonance dans l'hypothèse de particules indépendantes en utilisant la prescriptions de Lane et Thomas [127]. On trouve $\Gamma_{sp} \approx 2700 \text{ keV}$ pour $E_r = 180 \text{ keV}$. Expérimentalement $\Gamma = 180 \pm 160 \text{ keV}$, ce qui correspond à un facteur spectroscopique $\sim 10\%$. Notre calcul peut toutefois apparaître trop simple et une approche théorique plus appropriée est nécessaire pour confirmer cette estimation.

Dans le cas du premier état excité nous pointons ici le fait que sa nature est, *via* les distributions angulaires, compatible avec $J^\pi = 1/2^-$ ($\ell = 2$). Nous confirmons à la fois son énergie (1.3 MeV au-dessus du seuil) et sa largeur $\Gamma = 130 \pm 170 \text{ keV}$ [6, 35, 105, 193, 242] très faible. Le facteur spectroscopique trouvé (voir tableau 4.2) est très faible (de l'ordre de 0.05 for $\ell = 1$) indiquant que cet état est fortement mélangé. Cette observation est compatible avec sa faible largeur, car la valeur théorique calculée dans l'hypothèse de particules indépendantes [127] donne 2.4 MeV et donc un $C^2S \approx 0.06$.

Nous n'approfondirons pas le cas du second état excité *a priori* compatible avec un transfert $\ell = 2$. Il pourrait être rapproché, malgré un forte incertitude sur son énergie, de l'état $5/2^+$ autour de 4 MeV trouvé dans les références [84, 193]. Le facteur spectroscopique suggère que cet état est fortement mélangé ce qui est incompatible avec une largeur théorique de l'ordre de 3 MeV. Il est donc possible, étant donné sa position au-delà du seuil $4n$ qu'il décroît fortement vers l'état 2^+ du ${}^8\text{He}$.

4.5 Comparaison avec les théories et les nouveaux résultats

Peu d'articles théoriques existent sur la structure du ${}^9\text{He}$. Dans la référence [9] nous nous sommes concentrés sur les résultats récents à l'époque. Il était intéressant de noter qu'aucun des calculs modèle en couche « récents » [137, 241] ne prédisent l'inversion de parité. Seul Otsuka *et al.* [176], est capable de rendre compte de cette inversion grâce à l'interaction monopolaire.

Depuis un nouveau résultat expérimental a été publié [234] où les états de l' ${}^9\text{He}$ sont déduits des états $T = 5/2$ isobariques analogues dans le ${}^9\text{Li}$ à travers la diffusion élastique résonante ${}^8\text{He} + p$. Aucun des états fondamentaux ou premier excité observés par transfert ne sont ici retrouvés. Nous trouvons la conclusion des auteurs quelque peu excessive puisque, n'observant pas

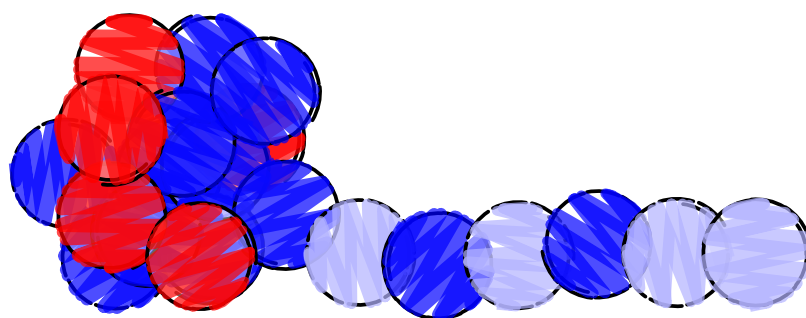
certaines des états dont un par ailleurs observé par la quasi-totalité des autres expériences[†] ils en concluent donc que ces derniers n'existent pas. Sachant que leur approche ne recherche pas directement les états dans l'⁹He mais dans le ⁹Li nous sommes plus à même de penser que leur sonde n'est pas nécessairement adaptée et que les précédents résultats restent valables.

Enfin, de nouveaux résultats théoriques ont été publiés depuis [91, 229].

Dans l'article [229] des calculs *modèle-en-couche* utilisant la méthode « source-term approach » ont été conduits pour calculer, à partir de l'énergie expérimentale de résonance, la largeur du premier état excité. Comme attendu, l'hypothèse d'un état pure à particule indépendante résulte en une largeur trop importante et seul un mélange entre les configurations neutron $p_{3/2}^4$ ($\sim 30\%$ à comparé aux 10% expérimentaux) et $p_{1/2}^2 p_{3/2}^2$ permet de reproduire l'expérience.

L'article [91] n'apporte rien de nouveau à notre compréhension du noyau si ce n'est qu'il montre de manière simple, sur un ensemble de noyau incluant le ⁹He, que l'apparition d'états proches du seuil incluant des neutrons s joue un rôle prépondérant dans l'ordre des états des noyaux faiblement liés.

[†]. qui plus est sur plusieurs décennies, avec des approches et des dispositifs expérimentaux différents



Isotopes de bore riches en neutrons

5.1	Méthode, expérience et analyse	62
5.1.1	Méthode	62
5.1.2	Dispositif expérimental : SAMURAI à RIKEN	65
5.1.3	L'analyse	69
5.2	Bore-15 ($A/Z = 3$)	80
5.3	Bore-16 et Bore-18	81
5.4	Bore-17 et Bore-19	94
5.5	Bore-20 et Bore-21	102
5.6	Résumé bores	105

CE chapitre présente les résultats obtenus pour la chaîne des bores ($Z = 5$) riches en neutrons $^{16-21}\text{B}$ lors de la campagne de mesure DayOne à SAMURAI [112, 175, 198, 199] (RIKEN, Tokyo). La première partie consiste à présenter le dispositif expérimental et les grandes lignes de l'analyse. Les noyaux sont présentés par « classe », c'est-à-dire d'abord les noyaux non-liés $^{16,18}\text{B}$ sous systèmes de noyaux borroméens ; ces résultats sont extraits en grande partie de la thèse de Leblond [132]. Les $^{17,19}\text{B}$ issus des analyses deux neutrons sont ensuite discutés, pour finir par les $^{20,21}\text{B}$ situés au-delà du dernier isotope lié.

5.1 Méthode, expérience et analyse

5.1.1 Méthode

5.1.1.1 Considération préliminaires

Les noyaux étudiés ici se situent loin de la vallée de stabilité jusqu'à la drip-line neutron et au delà. De ce fait, il est difficile de les produire en grande quantité et un grande partie de leur états (fondamentaux ou excités) se situent au dessus des seuils d'émission neutron. En conséquence, il nous faut utiliser un dispositif expérimental efficace et robuste, ainsi qu'une approche maximisant la production des états d'intérêt. Si l'intensité faisceau ne peut être augmentée, la luminosité peut l'être en sélectionnant soigneusement la cible[†] ou en augmentant son épaisseur. Cette dernière option, si la cible n'est pas active (voir section 7.2.3), nécessite une énergie incidente suffisante pour permettre au noyau de sortir sans avoir subi trop de diffusion. La technique doit également permettre de s'affranchir au maximum des incertitudes liées à l'ignorance du point de réaction. Enfin, la réaction doit être "suffisamment" directe pour accéder aux informations sur la structure du noyau étudié. Pour toutes ces raisons les expériences présentées ici ont été conduites auprès de l'accélérateur RIBF du RIKEN, et les noyaux secondaires produits grâce au BigRIPS[72, 124] : non seulement pour maximiser l'intensité des faisceaux incidents mais également avoir une énergie de quelques centaines de MeV par nucléon et utiliser de grandes épaisseurs de cible.

5.1.1.2 Réactions

Les réactions directes à ces énergies, avec des sections efficaces raisonnables, sont principalement l'arrachage d'un nucléon (proton ou neutron) et la fragmentation. La diffusion inélastique permet également de produire les états d'intérêt mais parfois avec une plus faible probabilité. L'échange de charge possède une section efficace faible mais a cependant pu être observé dans ce travail.

Si la fragmentation permet de produire un grand nombre d'états notamment par des canaux différents, le mécanisme de réaction sous-jacent n'autorise pas le plus souvent à tirer des conclusions sur leur nature. On lui préfère les réactions d'un ou de deux protons, où l'on pourra faire l'hypothèse que la configuration neutron reste inchangée dans le processus et est donc comparable au noyau de départ. L'arrachage d'un neutron permet en revanche de sonder la nature du neutron restant si celui est émis par la suite et dans l'hypothèse où les deux sont

[†]. Plus de centres réacteurs dans une cible légère que dans une lourde, voir par exemple MINOS [169, 170]

simplement couplés. La diffusion inélastique rend possible en principe d'inférer le moment transféré si la distribution angulaire du système est reconstruite. Enfin l'échange de charge est une réaction possédant des propriétés quantiques très caractéristiques autorisant *a priori* également l'examen de la nature des états peuplés.

5.1.1.3 Masse invariante

La masse invariante est un outil adapté à la mesure d'états non liés, en particulier lorsque la réaction a lieu en cinématique inverse. Mathématiquement la masse invariante est définie comme la norme du quadrivecteur énergie-impulsion $|\hat{P}|$. Elle correspond donc à l'énergie totale dans le centre de masse du système, ou directement à la masse du système si ce dernier est un noyau.

$$M_{\text{inv}}^2 = |\hat{P}|^2 = E^2 - \vec{p}^2, \quad (5.1)$$

avec $E = \sum E_i$ l'énergie totale du système constitué de i particules et $\vec{p} = \sum \vec{p}_i$ l'impulsion totale correspondante, et ce dans un référentiel quelconque (plus généralement le laboratoire).

Le principal intérêt de cette méthode[†] réside dans le fait que contrairement à des techniques comme la masse manquante (voir chapitre 4) seuls les observables sur les produits de la réaction sont nécessaires, et donc la résolution totale est pilotée essentiellement par celle des détecteurs des particules résultants de la réaction. Développons l'expression (5.1) dans le cas où nous avons deux particules **1** et **2** en sortie :

$$\begin{aligned} M_{\text{inv}}^2 &= (M_0 + E_x)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos \theta) \end{aligned} \quad (5.2)$$

avec M_0 la masse du noyau dans son état fondamental, E_x l'éventuelle énergie d'excitation et θ l'angle entre les produits. On peut également écrire cette relation en ne considérant que les produits soit :

$$M_0 + E_x = M_{\text{inv}} = m_1 + m_2 + E_r \quad (5.3)$$

avec E_r l'énergie relative entre les deux particules. Comme $E_i = m_i + T_i$ et $p_i^2 = T_i(T_i + 2m_i)$:

$$\begin{aligned} E_r &= \sqrt{(m_1 + m_2)^2 + 2 \left(m_1 T_2 + T_1 m_2 + T_1 T_2 - \sqrt{T_1(T_1 + 2m_1)} \sqrt{T_2(T_2 + 2m_2)} \cos(\theta) \right)} \\ &\quad - m_1 - m_2 \end{aligned} \quad (5.4)$$

†. Utilisée également pour les résultats de la section 7.5

ce qui montre directement que l'énergie cinétique et l'angle relatif sont les mesurables de cette expérience. Afin d'interpréter cette équation et d'en déduire notamment sa sensibilité aux résolutions, il est plus simple de passer au cas classique ($T_i \rightarrow \frac{1}{2}m_i\vec{v}_i^2$)

$$E_r = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 \quad (5.5)$$

et l'on voit clairement apparaître l'énergie relative comme l'énergie cinétique du mouvement relatif des deux particules d'intérêt. Nous étudierons par la suite des systèmes impliquant un **neutron** (particule $\mathbf{1}$, donc $m_1 = m_n$) et un **fragment** (noté f)[†] plus lourd ($m_2 = m_f \gg m_n$) ce qui implique :

$$E_r \approx \frac{1}{2} m_n (\vec{v}_n - \vec{v}_f)^2 = \frac{1}{2} m_n v_n v_f \cos \theta \quad (5.6)$$

Si en plus nous supposons que du fait des différences de masses le fragment est peu dévié, et qu'à ces énergies (dans le référentiel du laboratoire) les vitesses du neutron et du fragment sont proches de celle du faisceau, $v_n \sim v_f$:

$$E_r \approx \frac{1}{2} m_n v_n^2 \cos \theta_n \quad (5.7)$$

avec θ_n l'angle du neutron par rapport au faisceau. Nous constatons donc qu'au premier ordre la résolution en énergie relative est pilotée par les résolutions en énergie et en position du neutron.

En revenant sur l'équation (5.6) précédente, et toujours en faisant l'hypothèse que le fragment est peu dévié nous constatons que la paramètre suivant dans la résolution est la vitesse du fragment, puis vient l'angle de ce dernier.

Nous avons pour l'instant mis de côté le fait que le fragment puisse être excité en deçà du seuil d'émission neutron[‡]. Si cet état décroît par émission d'un seul gamma, sa masse vaut donc : $m_f^* = m_f + E_\gamma$. L'effet est immédiat et l'équation (5.3) nous apprend qu'il manquera alors à l'énergie relative l'énergie d'excitation du fragment pour que cette dernière soit directement identifiable à l'énergie d'excitation du noyau d'intérêt.

Tous les raisonnements précédents sont également valides si le système produit comporte plus d'un neutron.

†. Code couleur expliqué plus en avant.

‡. Si il est excité au delà, il y a de très fortes chances pour qu'il émette un neutron. Ainsi le fragment est d'une autre nature et le système à étudier comporte non plus un mais deux neutrons.

En conclusion : la méthode de la masse invariante appliquée sur des noyaux riches en neutrons nécessite un dispositif expérimental devant contenir un (multi-)détecteur neutron et (multi-)détecteur pour les gammas ainsi qu'un détecteur de particules chargées, mesurant dans tous les cas l'énergie et la position de ces dernières. On portera une attention particulière au détecteur neutron qui doit mesurer ces derniers avec une bonne résolution en position et en énergie, ce qui le placera loin de la cible au détriment de l'acceptance. Il doit également permettre d'identifier si plus d'un neutron ont été émis. La détection des fragments doit quand à elle permettre leur bonne identification. Un détecteur gamma est nécessaire pour identifier l'énergie « perdue » par le fragment. Dans l'idéal il devrait pouvoir permettre une calorimétrie, mais si son efficacité n'est pas suffisante il doit permettre d'identifier sans ambiguïté les états peuplés dans le noyau ; sa résolution ne rentre en revanche pas directement dans la résolution de l'énergie d'excitation du noyau d'intérêt. C'est pour cela que les résultats présentés ici ont été obtenus au près du dispositif SAMURAI à RIKEN, que nous décrirons dans la suite.

5.1.2 Dispositif expérimental : SAMURAI à RIKEN

Les détails du dispositif et des différents détecteurs peuvent être trouvés dans les différentes thèses écrites au sein de la collaboration [93, 111, 132] ainsi que les articles [112, 116, 175] et autres sites ou documents techniques [198]. Nous ne présentons ici que la vue d'ensemble (voir illustration 5.1) nécessaire à la compréhension des résultats expérimentaux.

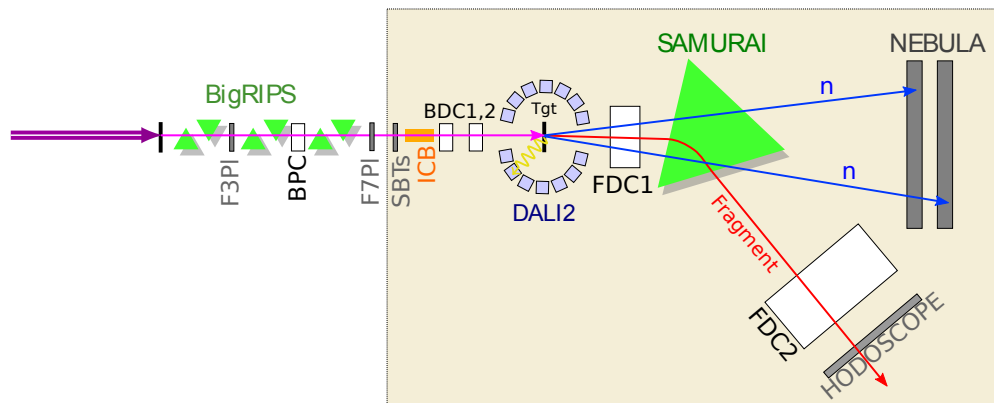


FIGURE 5.1 – Vue générale et schématique de l'ensemble du dispositif expérimental sur SAMURAI

5.1.2.1 Production et identification des faisceaux secondaires

Les faisceaux secondaires utilisés dans cette expérience sont tous produits à partir d'un faisceau primaire de ^{48}Ca à 345 MeV/nucléon d'une intensité moyenne de 8×10^{11} pps et purifiés par l'ensemble BigRIPS [72, 121, 122, 124]. Les noyaux obtenues et leur intensités moyennes sont listés dans la table 5.1.

Réglage Isotope		Énergie (MeV/nucléon)	Intensité $\delta p/p$ (pps) (%)	
^{22}C	^{22}C	233	6	6.7
	^{19}B	223	7	4.2
	^{17}B	274	70	2.8
$^{23}\text{O}/^{22}\text{N}$	^{23}O	257	2300	1.8
	^{22}N	225	6600	5.5
^{19}B	^{19}B	219	85	6.3
	^{17}B	271	410	3.0
$^{20}\text{N}/^{19}\text{C}$	^{20}N	256	8600	1.7
	^{19}C	214	5500	3.4
	^{17}B	193	75	1.7

TABLE 5.1 – Liste des intensités et énergies moyennes des faisceaux secondaires utilisés dans les analyses suivantes.

Sont placés sur la trajectoire du faisceau secondaire (figure 5.1, flèche rouge), avant son entrée dans la salle d'expérience de SAMURAI et représentés sur la figure 5.1 de gauche à droite :

- un détecteur plastique au plan focal F3 (F3Pl en gris) : mesure les temps et énergie du faisceau.
- un compteur proportionnel dénommé BPC (*Beam Proportional Chamber*, rectangle blanc) : la position du faisceau au plan focal dispersif F5.
- un autre détecteur plastique au plan focal F7 (F7Pl en gris) : temps et énergie.

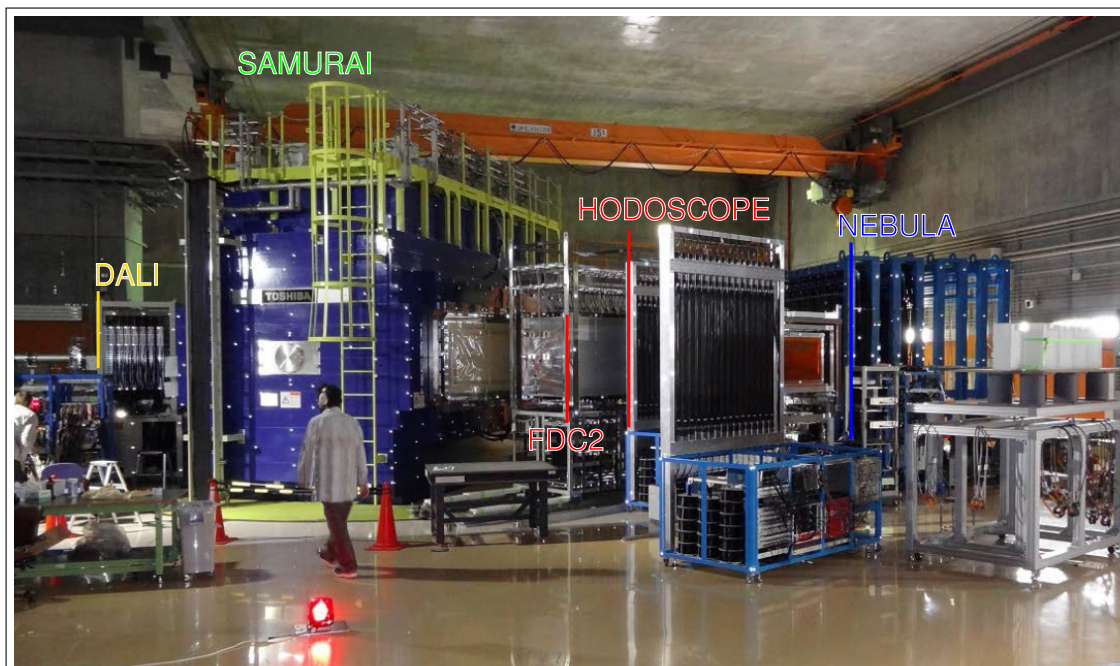


FIGURE 5.2 – Photographie de la salle d'expérience SAMURAI donnant un aperçu des dimensions et de la disposition réelle des détecteurs.

5.1.2.2 La salle d'expérience SAMURAI

Dans la configuration de l'expérience DayOne (effectué au printemps 2012, schématisée sur la figure 5.1 et photographiée sur la figure 5.2) le faisceau secondaire entrant dans la salle d'expérience rencontrait :

- deux[†] détecteurs plastiques (SBT₁ et SBT₂ : *Secondary Beam Trigger*, en gris) au plan focal F₁₃ : temps, énergie.
- un chambre d'ionisation (ICB : *Ionization Chamber for Beam*, en orange) : énergie.
- deux chambres à dérive BDC₁ et BDC₂ (*Beam Drift Chamber*, rectangles blancs) : position

avant d'entrer dans la cible secondaire de réaction (du carbone d'une épaisseur de 1.789 g/cm²) ou dans un cadre vide pour l'évaluation du fond.

[†]. Pour diminuer le bruit.

Le fragment chargé sortant de la cible (flèche **magenta** sur la figure 5.1) voyait sa position mesurée par la chambre à dérive FDC₁ (*Forward Drift Chamber*, rectangle blanc) avant d'entrer dans l'entrefer de l'aimant SAMURAI (triangle **vert**), où régnait un champ magnétique de 3 Tesla. En sortie, la FDC₂ (rectangle blanc) interceptait le fragment donnant ici sa position avant que ce dernier dépose une partie de son énergie dans les scintillateurs plastiques de l'hodoscope (en gris).

Les neutrons émis lors de la réaction (**flèches bleues**), insensibles au champ magnétique, continuaient leur course jusqu'à NEBULA[113, 166], deux murs de scintillateurs plastiques donnant la position et le temps d'arrivée de ces derniers (en gris).

Enfin la cible était entourée de 140 cristaux de NaI (DALI₂ [218, 219]) pour la mesure des éventuels gammas de décroissance du fragment.

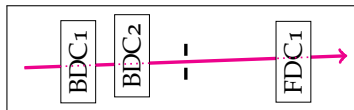
5.1.3 L'analyse

Comme pour le dispositif expérimental, l'analyse et les calibrations effectuées sont décrites en détail dans différentes thèses [93, 111, 132, 222]. Nous n'en présentons ici que les grandes lignes ainsi que les choix faits afin de faciliter une lecture critique des résultats. Pour en simplifier la lecture une illustration a été systématiquement rajoutée pour chaque étape, et le lecteur peut simplement « scanner » la partie à gauche. Enfin, pour conserver un aspect visuel à ce document, un graphe résumant les différentes étapes de l'analyse est proposé sur la figure 5.3. Un code couleur (et syntaxique) est appliqué : les **gammas** (indiqués γ) sont en jaune, le **faisceau** (indiqué **b**) en magenta, les **fragments** chargés (indiqués **f**) en rouge et les **neutrons** (indiqués **n**) en bleue.

Voici comment les détecteurs présentés sur la figure 5.1 sont utilisés :

5.1.3.1 Le Faisceau

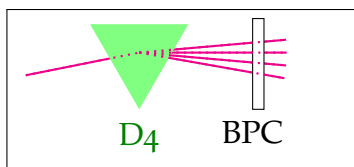
Alignement des détecteurs :



Les détecteurs de trajectoire (BDC_1 , BDC_2 et FDC_1) sont alignés l'un par rapport à l'autre, en utilisant les runs de cible vide. La procédure est la suivante : à partir de positions dans BDC_1 et FDC_1 , la position sur BDC_2 est interpolée afin de réaligner BDC_2 « hors ligne ». Nous vérifions donc partiellement l'orientation des détecteurs. Des conditions ont été rajoutées pour s'assurer que le faisceau entrait correctement dans les détecteurs^a.

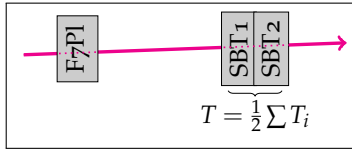
^a. La BDC_1 présente quelquefois des reconstructions de positions étranges certainement dues au faisceau frappant son cadre.

Rigidité magnétique/Énergie :



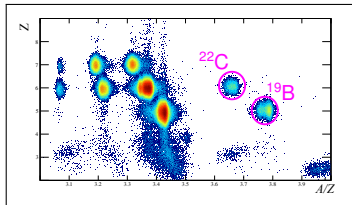
La perte d'énergie du faisceau est obtenue à partir de la chambre l'ionisation ICB. Aucun étalonnage n'est effectué. La rigidité magnétique ($B\rho$) est déduite de la dispersion du faisceau en F_5 (mesuré dans la BPC) en comptant 33 mm par pourcent.

Temps de vol :



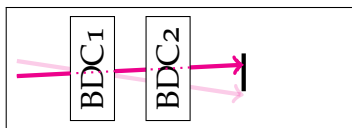
Le temps de vol (TOF) faisceau est obtenu par différence entre le plastique en F7 et la moyenne en temps des deux plastiques SBT₁ et 2 en F13. Il est décalée d'une constante pour correspondre aux calculs LISE++ [223] pour le faisceau d'intérêt. À noter que le $B\rho$ calculé à partir du TOF et à partir de la dispersion en F5 est comparable (rapport plus petit que 1%).

Identification de particules :



L'identification des particules (PID) du faisceau a été réalisée à partir de la mesure du $B\rho$ et du temps de vol de F7 (ou F3) vers F13 (pour déduire A/Z) et de la perte d'énergie dans l'ICB (pour déduire Z).

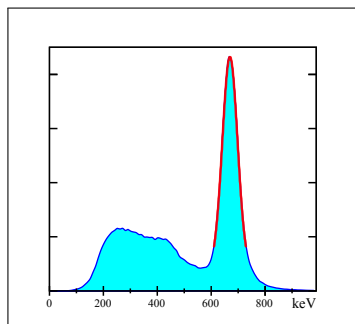
Position sur la cible, temps de référence :



La position sur la cible est obtenue en extrapolant la trajectoire du faisceau depuis BDC1 et 2. La taille du faisceau sur la cible est de l'ordre de quelques centimètres. Sachant que les cibles mesuraient $40 \times 40 \text{ mm}^2$, les événements sortant de cette surface ont été rejetés. Le temps d'arrivée sur la cible (T_0) est extrapolé à partir du temps moyen des SBTs en utilisant les simulations LISE++, et dépend du noyau sélectionné. Ce temps est utilisé comme temps de référence T_0 .

5.1.3.2 DALI

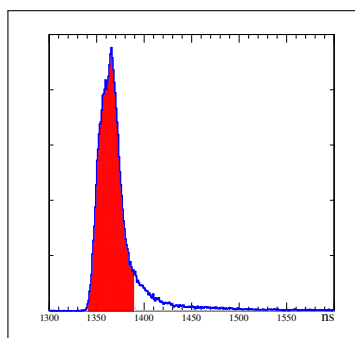
Étalonnage en énergie :



Plusieurs sources ont été utilisées pour étalonner en énergie (de 551 keV à 4.4 MeV). Le décalage en gain dû à la présence du champ magnétique de SAMURAI ainsi qu'à la manipulation des tiroirs de DALI2^a a été contrôlé au cours de la campagne par l'insertion régulière et tout au long de l'expérience d'une source de ¹³⁷Cs. Plusieurs jeux de paramètres ont été alors générés, en fonction de la date de la prise de mesure [132]. La résolution typique de DALI2 est de 15% pour une source de 1 MeV se déplaçant à $\beta = 0.6$.

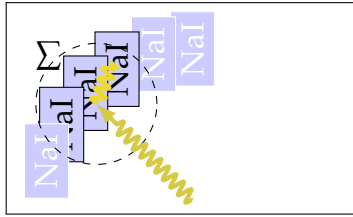
^a. Ouverture et fermeture du détecteur pour changer les cibles de réaction, essentiellement.

Temps :



Pour chaque NaI, seul le temps le plus rapide enregistré est conservé (utilisation de *multi-tac*) et tous sont alignés par rapport au faisceau (avec un décalage total arbitraire pour des raisons de lisibilité). Ainsi seulement les gammas « *prompt* » ($\pm \sim 25$ ns) sont conservés.

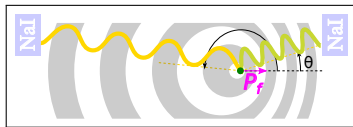
Addback :



Cette procédure a pour but de reconstruire l'énergie totale dans le cas où le gamma a réagi par effet Compton et que le photon diffusé s'est arrêté dans un autre cristal. Les énergies gamma *prompt* pour chaque cristal sont d'abord classées dans l'ordre décroissant. Pour chacune de ces énergies si un autre cristal dans une sphère de 20 cm de rayon^a est touché, leurs énergies dans le référentiel du laboratoire sont additionnées. La position et le temps sont définis par le cristal d'énergie la plus élevée. Si le gain en statistique n'est que de l'ordre de 15 %, le rapport signal sur bruit est amélioré par $\sim 30\%$.

^a. Distance estimé à partir des runs de sources et des simulations.

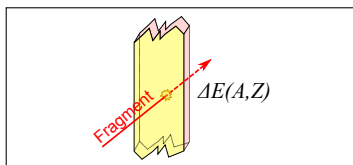
Correction Doppler :



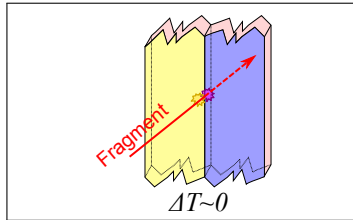
La correction Doppler nécessite de connaître l'angle d'émission du gamma et l'impulsion avec laquelle il est émis. Le premier est obtenu à partir du cristal (ou la position du *cluster* résultat de la procédure d'*addback*) et la vitesse du noyau d'intérêt est déduit de sa rigidité, telle que mesurée dans SAMURAI, corrigée de la perte d'énergie dans la moitié de la cible, événement par événement.

5.1.3.3 Hodoscope

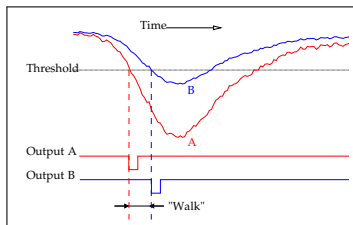
Étalonnage en énergie :



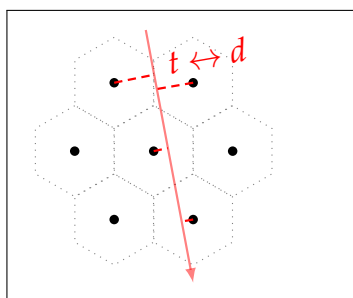
L'étalonnage en lumière émise dans les plastiques est réalisée en examinant la valeur théorique de la perte d'énergie pour plusieurs noyaux identifiés sans ambiguïté.

Étalonnage en temps :

On utilise pour cela un faisceau pinceau. Le plastique principalement touché voit son temps décalé de sorte à correspondre au TOF théorique à partir de la cible. Ensuite, chaque barre de l'hodoscope est alignée de manière récursive par rapport à son voisin, en utilisant les événements de multiplicité 2 frappant deux barres contiguës.

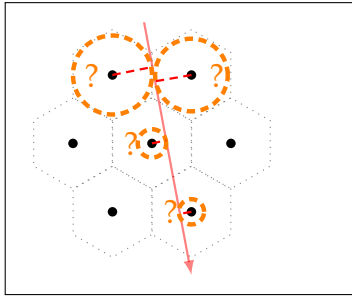
Correction du slew (ou walk) :

Le slew ou walk (voir par exemple [135], chapitre 7) est un effet de l'électronique dédié à la mesure en temps. Il génère une dépendance non souhaitée entre l'amplitude du signal et le temps mesuré. Il peut être corrigé lors de l'analyse en regardant la corrélation entre la perte d'énergie ΔE et le TOF pour les noyaux de différents Z connus arrivant en même temps. La fonction de correction utilisée est simplement $T \rightarrow T + A/\sqrt{\Delta E}$, A étant le paramètre ajusté [77].

5.1.3.4 SAMURAI (chambres à dérive)**Étalonnage de la chambre à dérive :**

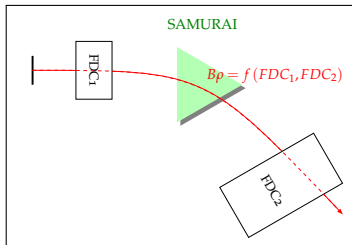
La vitesse de dérive a été calibrée à partir de la distribution des temps de dérive pour chaque plan du détecteur [132]. Des conditions géométriques ont été rajoutées afin de s'assurer que seuls des ions venant du faisceau pénétraient dans le détecteur (excluant donc au maximum les muons, les noyaux diffusés ...).

Reconstruction des traces :



Nous connaissons maintenant la distance de la trace à chaque fil mais subsistent une ambiguïté sur sa direction. La reconstruction de la trace se fait alors par minimisation de ces distances, en trois dimensions.

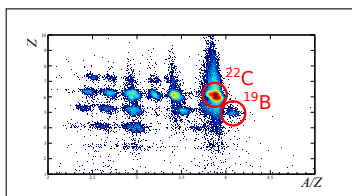
Ray-Tracing :



Afin de corriger des effets non linéaires dans la trajectoire des ions d'intérêt mesurés par SAMURAI, nous avons simulé avec Geant 4 un balayage en $B\rho$ du dispositif. Les résultats de la simulation, en particulier les positions X, Y et les angles $\theta_{X,Y}$ dans FDC1 et X, θ_X dans FDC2 sont utilisés pour générer un ajustement polynomial multidimensionnel^a. Nous obtenons ainsi des fonctions renvoyant aux observables dans les FDC les valeurs de $B\rho$ et la durée du vol. Cette méthode est *a priori* moins précise que celle consistant à générer une matrice de réponse linéaire à partir d'un noyau (et donc un $B\rho$) donné. Cependant elle permet d'obtenir avec une résolution raisonnable une fonction de réponse sur l'ensemble de la gamme en $B\rho$

^a. Routine TMultiDimFit de ROOT [41].

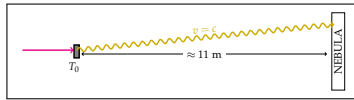
Identification du noyau sortant :



L'identification des particules (PID) est obtenue par la reconstruction du rapport A/Z déduit du $B\rho$ mesuré et du TOF dans l'hodoscope TOF que l'on compare à la perte d'énergie dans l'hodoscope. La résolution en séparation de masse est $\Delta A/A \sim 1/10$.

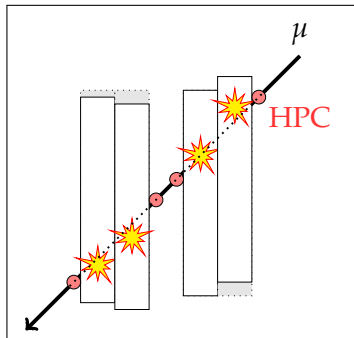
5.1.3.5 NEBULA

Étalonnage en temps de vol :



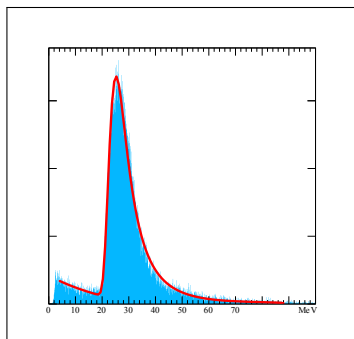
Le temps de référence est pris à partir de la cible. Une cible épaisse (20 mm) en aluminium est utilisée pour produire des gammas de haute énergie et « arroser » tous les détecteurs de NEBULA. L'identification du gamma est réalisée à partir du TOF. Ce dernier est calculé pour ce gamma depuis la cible jusqu'à la position dans NEBULA. En supposant que cette procédure aligne correctement de manière relative les 120 détecteurs plastiques, la valeur absolue du TOF est vérifiée sur des données réelles (cible de carbone ou de plomb). La résolution obtenue est de 400 ps (FWHM).

Calibration en position :



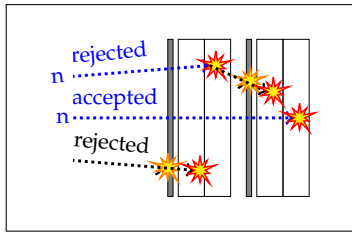
La position à laquelle le plastique est touché est obtenue à partir de la différence en temps entre les deux photo-multiplieurs placés en haut en bas de la barre plastique. La correspondance entre temps et position, ainsi que l'alignement relatif est déduit, des runs de cosmiques mesurés dans les HPC [222]. La résolution en position obtenue à partir de cette méthode est de 10 cm (FWHM).

Étalonnage de la réponse en lumière :



La réponse en lumière est convertie en énergie en mesurant la valeur moyenne en énergie déposée par les muons dans les plastiques (distribution de Landau associée à un fond), ainsi que le front Compton des gammas de 4.4 MeV d'une source Am-Be.

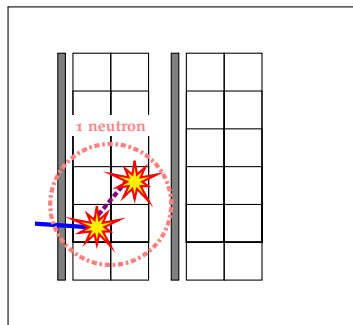
Identification des neutrons :



La première étape de l'identification des neutrons est fondée sur le TOF, qui doit correspondre à des particules se déplaçant à plus de $\beta < 0.7$. Puis un seuil en lumière est fixé au-dessus 6 MeVee. Enfin, si au moins un veto est déclenché l'évènement complet est rejeté. Afin d'exclure les évènements où deux particules (un neutron et un muon par exemple) frappent la même barre, une corrélation entre la position calculée par différence de temps et le logarithme des rapport des lumières détectées dans chaque PM doit être observée. En cas d'écart à la moyenne, l'évènement neutron est rejeté.

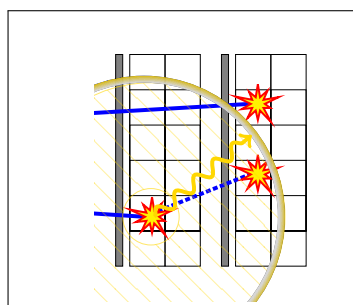
Diaphonie (cross-talk) :

— *Analyse en cluster :*



Les neutrons sont d'abord triés par TOF (du plus court au plus long). Nous bouclons ensuite sur chacun d'eux et si, pour un évènement donné, d'autres barres voisines dans le même mur sont touchées avec une différence de temps de moins 2 ns (et éventuellement dans une sphère de 40 cm de rayon), le tout est considéré comme un seul évènement « neutron ». Les réponses en lumière sont additionnées. Le TOF le plus rapide sert de référence pour le *cluster*.

— *Le rejet de la diaphonie :*



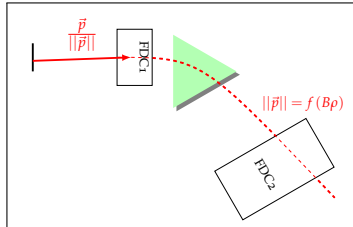
Si la vitesse calculée à partir du temps entre deux barres est supérieure à la vitesse de la lumière ou si deux coups sont dans une hypersphère (position et temps) de 12 cm, l'évènement le plus lent est rejeté. D'après les simulations et la comparaison avec des canaux de décroissance émettant seulement un neutron^a, le rejet de la diaphonie est d'au moins 95%.

^a. Exemple : $^{22}\text{N} - p \rightarrow ^{21}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{C} + n$.

5.1.3.6 Énergie relative

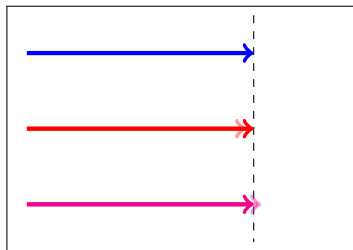
L'énergie relative entre le fragment sortant et les neutrons est obtenue *via* leurs moments (voir page 63).

Moments :



L'impulsion neutron est déduite du TOF et de la position d'impact par rapport à la cible, où la réaction est supposée avoir lieu. L'énergie fragment est obtenue à partir de son $B\rho$ corrigée de la perte d'énergie dans la cible. La direction d'émission du fragment est calculée à partir de la position dans la FDC₁ corrigée de la position d'impact sur la cible.

Alignement des multi-détecteurs :



Afin d'aligner les différentes parties du dispositif expérimental, nous devons d'abord prendre l'une d'entre elles comme référence. Puisque la calibration du TOF de NEBULA se fonde sur une procédure sans ambiguïté^a et qu'une petite différence systématique dans la mesure de la position n'affectera pas fortement les résultats^b, nous utilisons l'énergie des neutrons (ou leur vitesse) comme référence. Pour le **neutron** de plus haute énergie, nous comparons ensuite l'énergie cinématique du **fragment** afin de centrer les trois composantes X, Y, Z des impulsions, dans le centre de masse du système {neutrons + fragment}^c. Cette procédure a été vérifiée sur des noyaux connus^d. Le moment du **faisceau** est alors aligné sur celui du **fragment**.

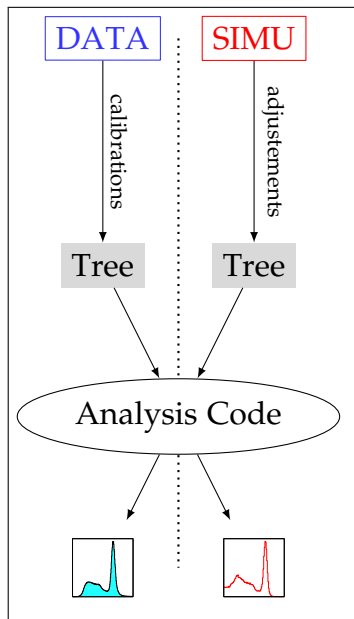
^a. Identification claire des photons dont la vitesse est connue.

^b. Des positions à 10 cm sur une distance de près de 11 m.

^c. Aligner les vitesses ainsi que minimiser l'énergie relative fragment-1 neutron sont des solutions alternatives.

^d. En particulier le $^{13,14}\text{Be}$ produits lors du *commissioning*.

5.1.3.7 Simulations



Comme cela le sera démontré et illustré dans les sections suivantes (et particulier 5.2, 5.3.0.1 et 6.2.1) il est nécessaire pour interpréter les différents spectre (énergies gamma, énergie relative) de les comparer à des simulations. Une telle approche permet en effet de déduire les résolutions globales et les acceptances et d'appuyer les interprétations. Plusieurs outils numériques sont utilisés : GEANT4 [3] est présent dans l'ensemble de la collaboration pour la détection gamma et partiellement pour la génération des trajectoires et les acceptances géométriques des particules chargées, ainsi que pour les neutrons. Des codes plus locaux sont utilisés pour les trajectoires dans le champ magnétique de SAMURAI (tracedisp 1D et 2D) et pour NEBULA (MANGA et ANIME, développés par M. Marqués au LPC). L'approche systématique consiste à simuler un ou des cas physiques et de les faire passer par le filtre de la simulation. Les « données » ainsi produites sont analysées *strictement* de la même façon que les données afin d'être *directement* comparables.

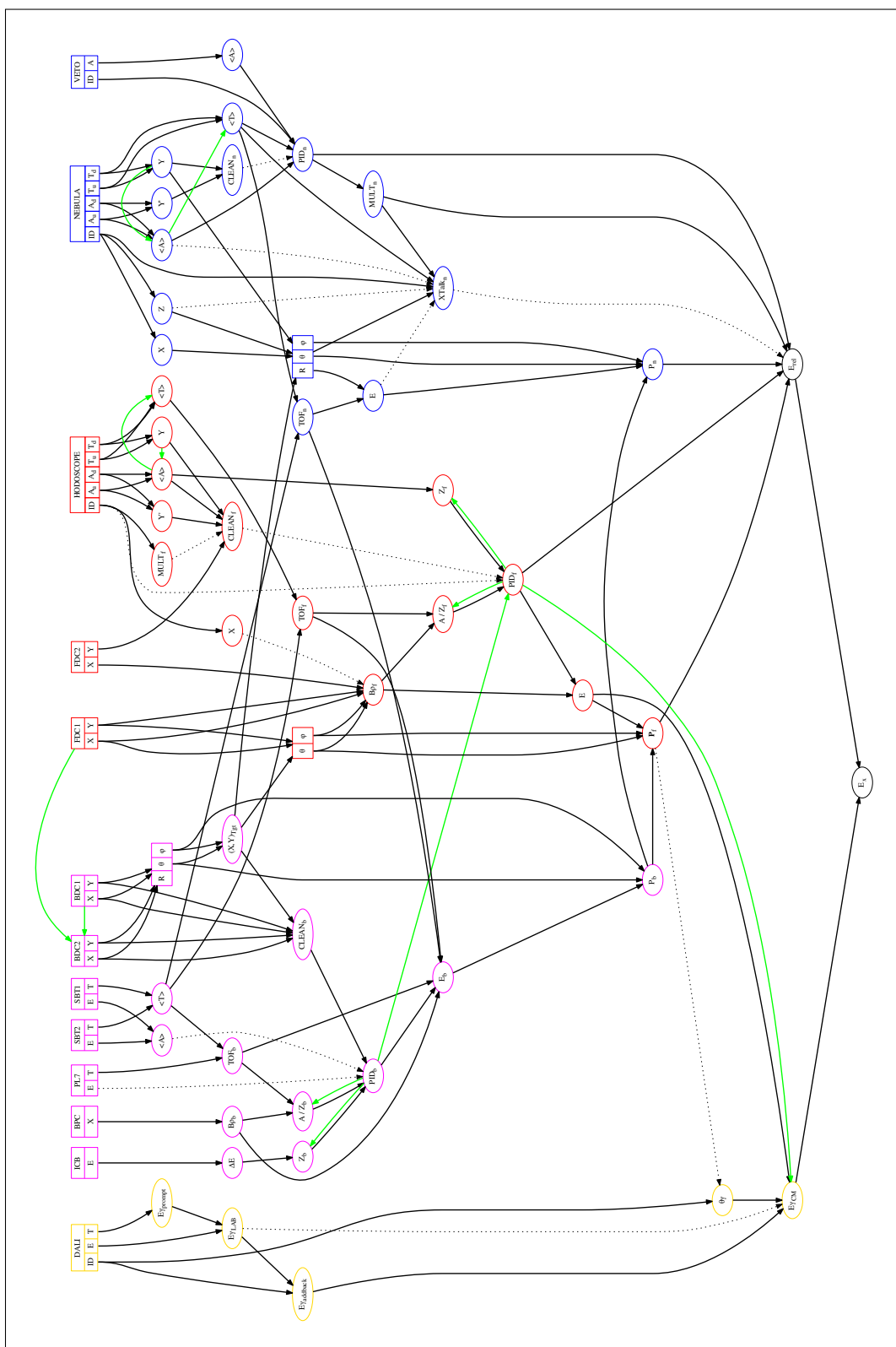


FIGURE 5.3 – Représentation graphique des différentes étapes et relations entre les observables lors de l’analyse de l’expérience SAMURAI DayOne. Les flèches en trait plein noires représentent les relations nécessaires ou réellement choisies, celles en pointillés étant optionnelles. Les liens verts sont liés à des calibrations ou des corrections du second ordre. La couleur **jaune**, **magenta**, **rouge** et **bleu** sont des observables/détecteurs spécifiques aux gammas, faisceaux (indice **b**), fragments (indice **f**) et neutrons (indice **n**).

5.2 Bore-15 ($A/Z = 3$)

Nous le verrons par la suite, tirer des conclusions sur la structure d'un noyau étudié à partir de l'analyse des fragments issus de la réaction nécessite de connaître le mieux possible à la fois le noyau de départ mais aussi celui d'arrivée. Le ^{15}B étant notamment à la base de l'étude du noyau non-lié de ^{16}B nous regardons ici les états excités liés du premier.

Sans se préoccuper des causes de sa production, les différents réglages et faisceaux fournis lors de l'expérience DayOne ont tous produits, à des degrés divers, des noyaux de ^{15}B . Dans tous les cas, la cible de réaction secondaire étant entourée du détecteur DALI2, nous pouvons regarder les gammas en coïncidence avec l'identification d'un ^{15}B dans SAMURAI. Nous présentons sur la figure 5.4 la distribution en énergie gamma (à gauche). Nous observons un pic autour de 1350 keV. Les études précédentes [108, 114, 207] ont démontré l'existence de deux états excités liés décroissants par cascade gamma. Nous présentons donc sur la figure 5.4 à gauche les corrélations $\gamma - \gamma$ (après classement en énergie) où apparaît clairement une corrélation autour de 1400 keV.

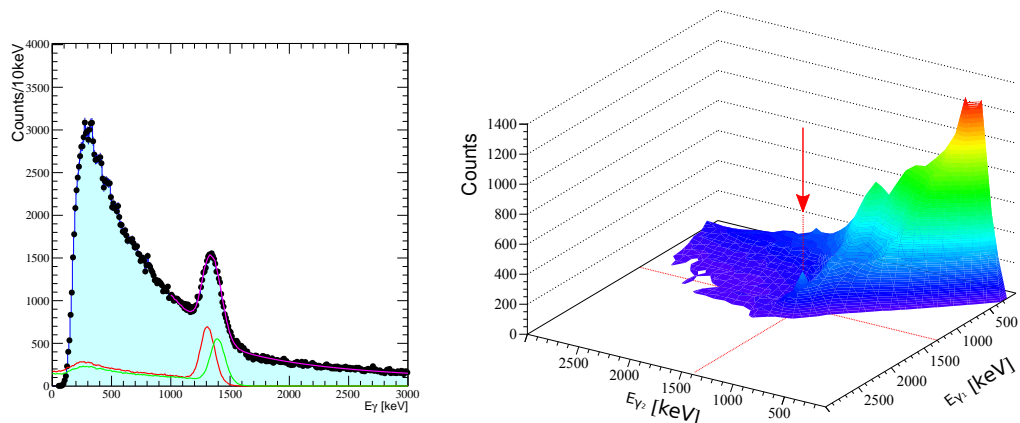


FIGURE 5.4 – À gauche : spectre en énergie gamma, corrigé Doppler, en coïncidence avec un ^{15}B dans SAMURAI. La ligne magenta correspond à la somme des contributions des gammas de ~ 1350 keV (rouge) et ~ 1400 keV (vert) et du fond. À droite : corrélation $\gamma - \gamma$, après classement en énergie ($E_{\gamma_1} > E_{\gamma_2}$), pour ces mêmes évènements.

Une analyse plus quantitative est présentée sur la figure 5.5 avec à gauche (à droite) les gammas de hautes (basse) énergies en coïncidence avec un autre gamma dans la même fenêtre en énergie de ± 150 keV autour de 1350 (1400) keV respectivement. Dans les deux cas le spectre présenté est soustrait d'une partie de la contribution du fond, c'est-à-dire en coïncidence avec une fenêtre de ± 150 keV à 1350+300 (1400+300) keV. Un ajustement avec un fond exponentiel et une gaussienne donne des énergies de 1370 ± 7 keV et 1340 ± 7 keV. Ceci ne

sont pas exactement les valeurs trouvées précédemment mais nous constatons tout de même qu'elles diffèrent sensiblement de 30 keV. Les largeurs des pics sont de l'ordre de 190 keV (FWHM), alors que la distribution de la figure 5.4 à droite est plutôt de 240 keV. Tous ces résultats nous confortent dans l'hypothèse que deux gammas proches en énergie sont ici détectés, et à partir de cela nous ajustons le spectre total avec des simulations GEANT4 [3]. Les résultats trouvés (voir figure 5.4 à gauche) donnent 1325 ± 19 keV (rouge) et 1413 ± 20 keV (vert) ce qui est compatible avec les valeurs de 1334 ± 2 keV et 1410 ± 2 keV trouvées précédemment [114]. La contribution de chaque gamma au pic observé, bien qu'ici aucune sélection sur le faisceau incident ne soit faite, est similaire ce qui va dans le sens d'une cascade.

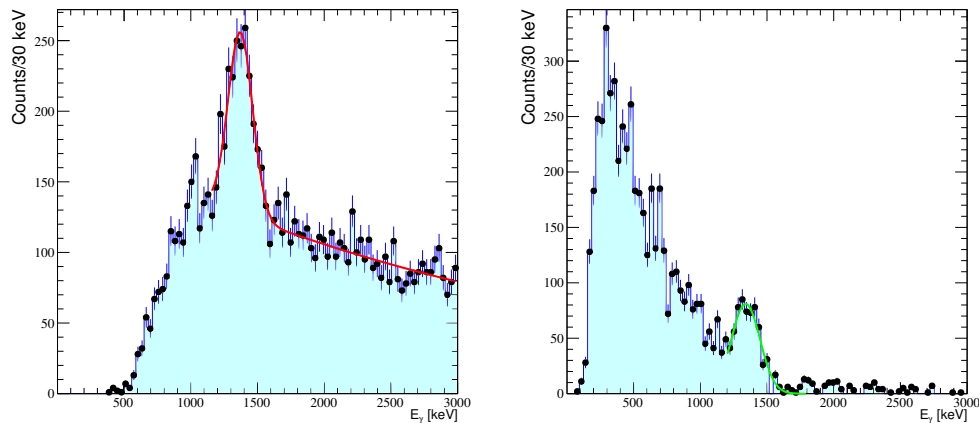


FIGURE 5.5 – Spectres en énergie gamma, corrigé Doppler, pour le ^{15}B . À gauche : en coïncidence avec un gamma de plus basse énergie à 1350 ± 100 keV. À droite : en coïncidence avec un gamma de plus haute énergie à 1400 ± 150 keV.

5.3 Bore-16 et Bore-18

Les résultats présentés ici sont en partie extraits de la thèse de Leblond [132] défendue à 2015 à l'Université de Caen-Normandie. Nous en compléterons l'analyse en présentant d'autres canaux de décroissance.

5.3.0.1 Bore-16 ($A/Z = 3.2$)

Le ^{16}B ayant déjà été étudié par plusieurs auteurs [133, 206], ce dernier nous permettra de confirmer nos analyses. Les résultats obtenus dans les articles précédemment cités sont présentés sur la figure 5.6. Dans les deux cas nous observons une structure très près du seuil interprétée comme l'état fondamental, résonance de type $\ell = 2$ aux énergies mesurées de $E_r = 85 \pm 15$ keV et $E_r = 60 \pm 20$ keV respectivement avec une largeur $\Gamma < 100$ keV. Lors du commissioning de SAMURAI, quelques heures de faisceau ont été alloués pour des tests de physique et en particulier du ^{17}C . Nous présentons sur la figure 5.7 les résultats obtenus pour l'énergie relative entre un ^{15}B et un neutron. Comme attendu, nous observons une structure à basse énergie, près du seuil neutron. Cependant, se rajoutent à cela un épaulement vers 200 keV et une seconde structure autour de 1 MeV. Nous le verrons cette dernière structure apparaît sur d'autres canaux, et nous nous concentrons ici sur celle à basse énergie. L'ajustement est fait par une Breit-Wigner, convoluée de la fonction de réponse du dispositif expérimental (voir en aval de cette section pour plus de détails sur les techniques utilisées). L'état de plus basse énergie est bien reproduit par résonance $\ell = 2$ d'énergie $E_r = 39.00 \pm 0.12$ keV et une largeur inférieure à la résolution. Pour reproduire l'épaulement, nous avons dû rajouter une résonance à $E_r = 215 \pm 2$ keV. Une analyse plus fine de ces structures est nécessaire pour interpréter celle du ^{16}B , cependant nous avons la possibilité de regarder d'autres voies de production présentant moins de structures, simplifiant ici la première interprétation. Nous reviendrons sur le knock-out d'un proton plus en avant dans ce document.

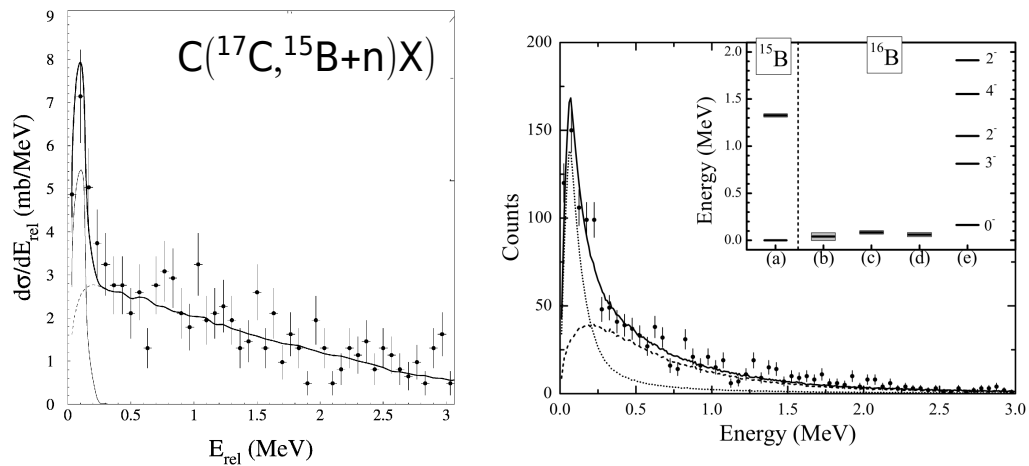


FIGURE 5.6 – Spectre en énergie relative pour la voie $^{17}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$ sur cible de carbone (à gauche) [133] et béryllium (droite) [206]

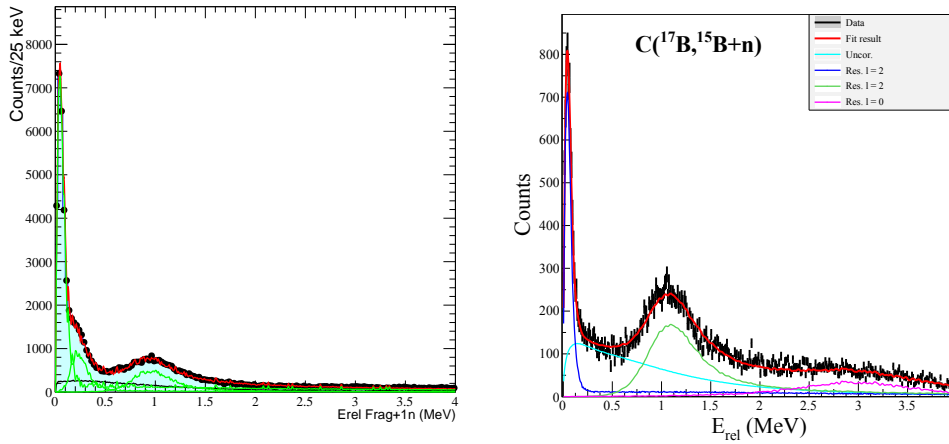


FIGURE 5.7 – À gauche : spectre en énergie relative pour la voie $^{17}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$ (commissioning). À droite : spectre en énergie relative pour la voie $^{17}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + n$, obtenu lors de l'expérience DayOne. Ce dernier est extrait de [132].

Lors de l'expérience DayOne, aucun faisceau de ^{17}C avec une intensité suffisante n'était disponible. Nous avons donc choisi de regarder la réaction de knock-out d'un neutron à partir du ^{17}B , et ce afin de valider de manière la plus complète possible les paramètres de cette expérience. Les résultats pour l'énergie relative sont présentés sur la figure 5.7 à droite. On y observe clairement deux structures : une juste autour du seuil et un autre vers 1 MeV. Si nous prenons en compte un fond généré par mélange d'évènements [147], celui-ci n'explique pas la forme de la distribution à haute énergie (courbe cyan) et une structure supplémentaire doit être considérée. Les résultats de l'ajustement (courbes bleue, rouge et magenta) donnent comme nature (ℓ), énergie (E_r) et largeur (Γ) :

- $\ell = 2$, $E_r = 0.04 \pm 0.01$ MeV et $\Gamma < 0.10$ MeV
- $\ell = 2$, $E_r = 1.13 \pm 0.09$ MeV et $\Gamma = 1.5 \pm 1.0$ MeV
- $\ell = 0$, $E_r = 2.9 \pm 0.7$ MeV et $\Gamma = 1 \pm 1.0$ MeV.

L'énergie relative à laquelle une structure apparaît n'est directement reliée à l'énergie réelle de la résonance dans le noyau d'intérêt que si le fragment résultant de la réaction est dans son état fondamental. Il faut donc s'assurer de cette dernière hypothèse et éventuellement corriger de l'énergie d'excitation correspondante. Plusieurs méthodes existent pour présenter les corrélations entre les gammas du noyau fils et l'énergie relative. Une méthode simple et qualitative est présentée dans la thèse de S. Leblond [132] : reconstruire le spectre gamma du fragment et cela pour les différentes parties d'intérêt du spectre en énergie relative. Nous y constatons que la structure identifiée comme l'état fondamental ne présente pas de pic gamma net en coïncidence, en

particulier autour de 1400 keV ce qui confirme son identification comme étant fondamental. Il est vrai que quelques évènements apparaissent au-dessus du fond vers 1400 keV mais la présence du fond ($\approx 25\%$, comparable pour les trois structures) peut aisément les expliquer. Les secondes et troisièmes structures en revanche présentent un pic gamma clair autour de 1400 keV (sachant que deux gammas à 1334 et 1410 keV ont été précédemment identifiés voir [108, 114, 207] et section 5.2).

Une autre méthode plus quantitative, présentée ici, consiste à compter le nombre de gammas pour une tranche d'énergie donnée (voir figure 5.8 à gauche) que ce soit directement ou en comparant avec des simulations, similaire à celle effectuées dans la section 5.2. Le spectre présenté ici est obtenu par ajustement sur les simulations gammas. Ce dernier fait clairement apparaître un structure autour de 1 MeV ainsi qu'un épaulement autour de 3 MeV. En le divisant par le fond non corrélé (figure 5.8 à droite) nous faisons distinctement apparaître que le gamma n'est pas émis à basse énergie, ce qui confirme bien le fait que la structure au seuil est l'état fondamental du ^{16}B .

Le ^{15}B possède deux états décroissants par γ et nous pouvons regarder quel état (ou plutôt quel gamma) est peuplé. Nous construisons donc les même distributions que précédemment mais en prenant maintenant en compte la contribution à basse (en rouge sur la figure 5.8 à gauche) et haute énergie (vert) autour du pic à 1350 keV du spectre gamma. Nous observons que majoritairement ($\approx 75\%$) le premier état excité (en rouge) est peuplé dans la décroissance de l'état excité à 1 MeV du ^{16}B . Ces informations pourront être utilisé avec des calculs théoriques pour confirmer la nature des états observés (voir par exemple la section 5.3.0.2 sur le ^{18}B).

Ajustements Quelques mots sur les méthodes appliquées pour l'ajustement (fit) des structures. Deux approches sont ici utilisées, qui se ramènent toutes à ajuster une distribution théorique convoluée de la réponse des détecteurs sur les spectres expérimentaux. La première, simple au niveau technique[†] mais assez coûteuse en temps est de produire une base de donnée de résultats simulés (pour différents ℓ , E_r et Γ) de calculer les χ^2 (ou le maximum de vraisemblance) correspondant et de chercher le jeu de paramètres qui le minimise (maximise). Les hypothèses de départ sur le ℓ viennent souvent d'argument de structure, E_r est déduite des accumulations de coups dans certaines parties du spectre, ainsi que le Γ . C'est cette méthode qui est utilisée par exemple dans la thèse de S. Leblond et qui donne les surfaces de χ^2 présentées par exemple sur la figure 5.21 à droite. Une autre approche moins coûteuse en temps consiste à produire un fonction de réponse $\mathcal{R}(E_r)$, qui associe à une énergie d'excitation

†. À partir du moment où on possède un code de simulation fiable.

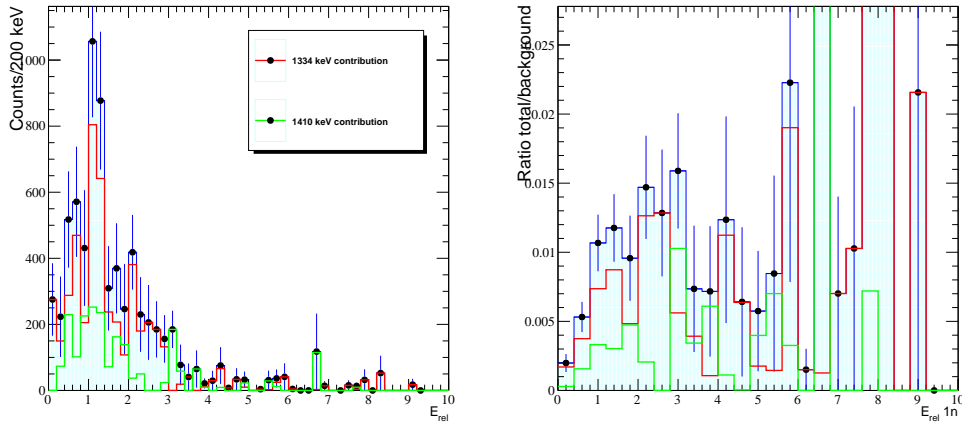


FIGURE 5.8 – À gauche : distribution du nombre de gammas pour une énergie relative donnée dans le cas de la réaction $^{17}\text{B} \rightarrow ^{15}\text{B} + 1n$. À droite : cette même distribution divisée par le fond non corrélé.

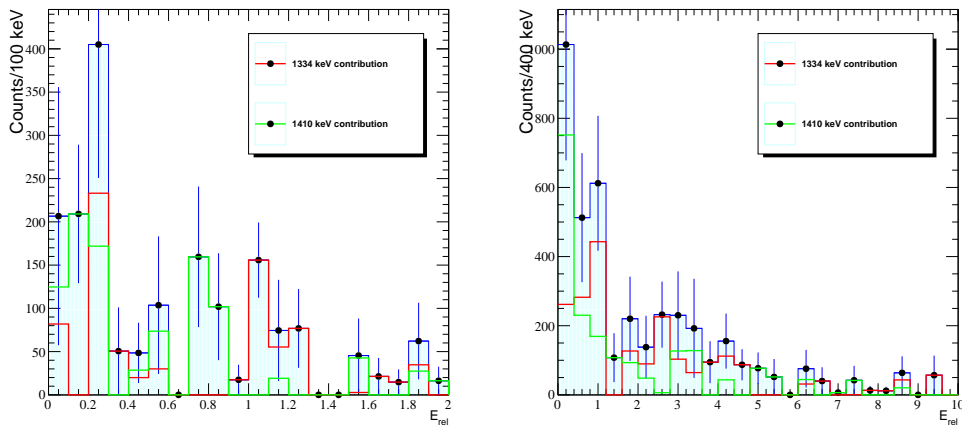


FIGURE 5.9 – Distribution(s) du nombre de gammas pour une énergie relative donnée dans le cas de la réaction $^{17}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{B} + 1n$: à gauche entre 0 et 2 MeV, à droite entre 0 et 10 MeV.

donnée[†] dans le noyau étudié la réponse du détecteur (distribution en énergie normalisée). Une distribution quelconque en énergie $f(E)$ deviendra donc une fois convoluée par ce filtre expérimental :

$$f_{\text{exp.}}(E_r) = \int_0^{\infty} f(\epsilon) \mathcal{R}(E_r - \epsilon) d\epsilon \quad (5.8)$$

†. Une fonction de Dirac.

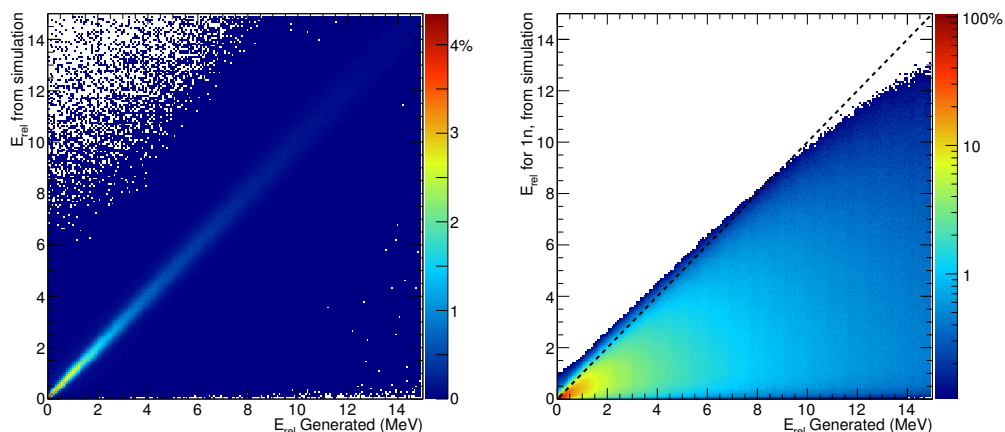


FIGURE 5.10 – Exemple de matrice de réponse normalisée pour une énergie simulée dans un système fragment plus 2 neutrons (en abscisse) tel que reconstruit par simulation dans le cas où deux neutrons sont détectés (à gauche) et où un seul neutron est détecté (à droite). La ligne en pointillé correspondant au cas où l'énergie en sortie est égale à celle entrante.

On simule pour cela une distribution en énergie uniforme et pour chaque événement simulé nous construisons une distribution bidimensionnelle (une matrice, notée $\mathcal{M} = [m_{ij}]$ dans la suite) associant l'énergie en entrée (e_i) avec celle en sortie (e_j), voir figure 5.10. La fonction $\mathcal{R}(E_r)$ n'est *in fine* qu'une interpolation des données de cette matrice. Si nous excluons l'écriture de cette interpolation, la convolution s'écrit alors :

$$f_{\text{exp.}}(e_j) = \sum_i f(e_i) m_{ij} \quad (5.9)$$

et en incluant l'interpolation (par exemple linéaire sur l'énergie de sortie[†]) :

$$f_{\text{exp.}}(E_r) = \sum_i f(e_i) \left[m_{ij} + \left(m_{i(j+1)} - m_{ij} \right) \frac{E_r - e_{ij}}{e_{i(j+1)} - e_{ij}} \right] \quad (5.10)$$

avec j tel que $e_j \leq E_r \leq e_{j+1}$

Cette approche permet en outre :

- 1) de s'affranchir de la simulation d'un grand nombre d'états dans le noyau d'intérêt, d'autant plus importants si le pas exigé est fin[‡] tout en ayant la possibilité de laisser ℓ comme paramètre libre.

†. L'interpolation utilisée ici est en fait *bilinéaire* : sur l'énergie d'entrée et de sortie.

‡. On gagne ici en temps machine à la fois sur la simulation mais également sur l'analyse.

- 2) de permettre de tester des distributions de forces « exotiques » f du noyau sans avoir à modifier en profondeur le code de simulation.
- 3) d'utiliser des algorithmes de minimisation rapides, puissants et optimisés (MINUIT(2)[102] ou la GSL[86] par exemple)[†].

Dans tous les cas les paramètres de la simulation (autre que les caractéristiques de l'état simulé), c'est-à-dire les pertes d'énergie et diffusion dans la cible, les distributions en moments des produits et les résolutions des détecteurs sont vérifiés et ajustés si besoin pour chaque canal étudié. Les simulations sont alors traitées comme de vraies données et passent *strictement* par le même code d'analyse que celui utilisé pour les données de l'expérience.

Cette technique présente cependant des limitations :

- 1) celle d'avoir une approche « globale » des paramètres de la simulation alors qu'il est probablement nécessaire de les vérifier pour chaque état (en particulier les distributions en moment).
- 2) de ne pas *a priori* permettre d'ajuster les distributions en énergie obtenues à partir de deux neutrons dans les cas où la décroissance est séquentielle. En fait tout doit être soit séquentielle (sur une même état) soit simultanée, ce qui rejoint de manière spécifique le premier point soulevé.

Sur la figure 5.11 sont comparés les résultats directs des simulations (bleu) et la convolution présentée précédemment (rouge) pour deux résonances au dessus du seuil deux neutrons (noir). Nous avons reconstruit à la fois l'énergie relative du système fragment plus deux neutrons (à droite) et fragment plus un neutron (à gauche). Dans tous les cas la simulation et la convolution sont comparables en position et en largeur, mais la simulation présente une traîne plus intense à haute énergie, probablement due à une mauvaise prise en compte des distributions en moment. La distribution en énergie relative fragment+1 n , étant donné qu'est simulé un état dans le système fragment+2 n , sont larges et occupent le spectre depuis zéro. Elles décroissent cependant rapidement autour de l'énergie de la résonance simulée. Elles sont donc caractéristiques de cette dernière et peuvent donc être utilisées pour contraindre des états dans le système fragment+2 n (voir un exemple dans la section 5.5.0.2).

Cependant si l'on compare les résultats des ajustements obtenus ici pour le ^{16}B , en particulier l'état fondamental proche du seuil et donc très sensible, les conclusions des deux approches sont similaires, ce qui nous conforte dans notre approche. L'idéal est probablement de faire un premier « passage » avec la matrice de réponse puis de raffiner avec un ajustement systématique.

†. Cette dernière remarque est à modérer car il suffit par exemple de définir des fonctions faisant appel à des histogrammes.

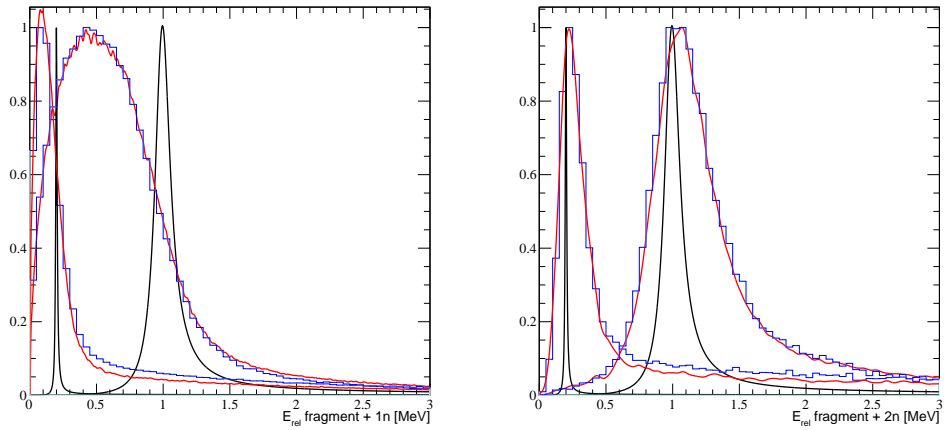


FIGURE 5.11 – Exemple de résonance Breit-Wigner au dessus de S_{2n} dans un système fragment plus deux neutrons type ^{19}B ($\ell = 2, \Gamma = 0.2$ MeV, en noir) comparé au résultat après simulation (histogramme bleu) ou après convolution avec la matrice de réponse (en rouge). Deux énergies sont simulées : $E_r^0 = 0.2$ et 1 MeV et toutes les distributions sont normalisées pour que le maximum vaille 1. À droite : l'énergie relative reconstruite pour le système fragment + $2n$. À gauche : pour le système fragment + $1n$.

5.3.0.2 Bore-18 ($A/Z = 3.6$)

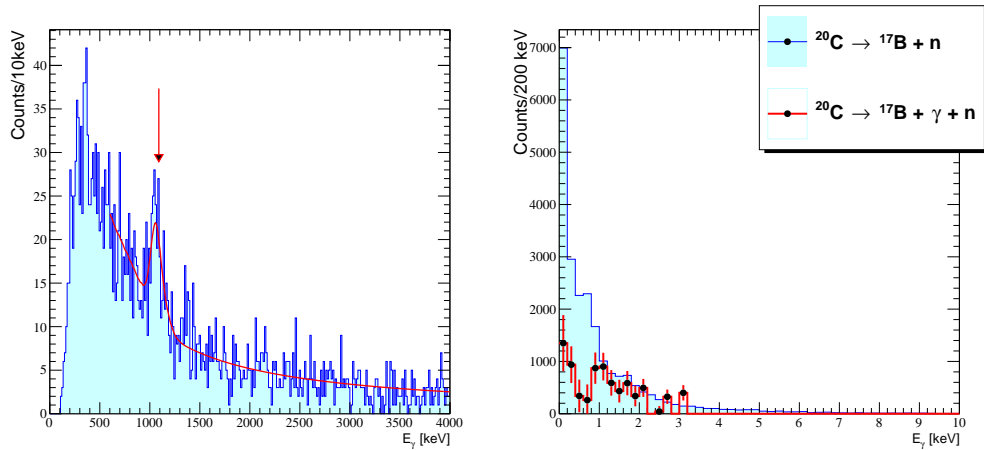


FIGURE 5.12 – À gauche : distribution en énergie gamma pour la voie $^{19}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{B} + n$. À droite : superposition entre la distribution en énergie relative $^{17}\text{B} + n$ sans conditions sur les gammas (bleu) et en coïncidence avec le gamma de ≈ 1 MeV du ^{17}B (rouge). La normalisation de ce dernier est maximisée.

Comme pour le ^{16}B les résultats principaux présentés ici sont extraits de la thèse de L. Leblond [132]. La base des techniques utilisées ayant été présentée et illustrée sur le ^{16}B nous nous concentrerons ici sur l'interprétation. Un résumé des résultats peut se trouver sur la figure 5.14.

La distribution en énergie relative obtenue à partir du ^{19}C (arrachage d'un proton, au milieu sur la figure 5.14) ne présente qu'une seule structure à basse énergie, reproductible par un état virtuel avec une longueur de diffusion $a_s < -50\text{ fm}$ (soit $E_r \approx \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2} \approx 10\text{ keV}$). L'analyse gamma du ^{17}B ne présentant aucun état excité ceci confirme que nous avons bien affaire à l'état fondamental du ^{18}B . La réaction d'arrachage d'un neutron permet de sonder la configuration neutron, et le spectre en énergie relative obtenu présente deux structures : une à très basse énergie semblable à l'état fondamental et une dont l'ajustement par une Breit-Wigner donne $E_r = 0.77 \pm 0.09\text{ MeV}$ et $\Gamma < 1.0\text{ MeV}$. La distribution en moment du neutron montre que cette dernière est plus large pour cet état que pour le fondamental ce qui nous amène à penser que $\ell_n > 0$. Enfin pour reproduire la traîne à haute énergie il a été nécessaire d'ajouter une structure $E_r = 2.0 \pm 0.5\text{ MeV}$ et $\Gamma = 1.0^{+3}_{-1}\text{ MeV}$.

La réaction à partir du ^{20}N ne présente qu'une seule structure, donc les caractéristiques, $E_r = 1.6 \pm 0.6\text{ MeV}$, $\Gamma = 1.3^{+1.9}_{-1}\text{ MeV}$, $\ell = 0$ pourrait se rapprocher de l'état de plus haute énergie trouvée à partir du ^{19}B .

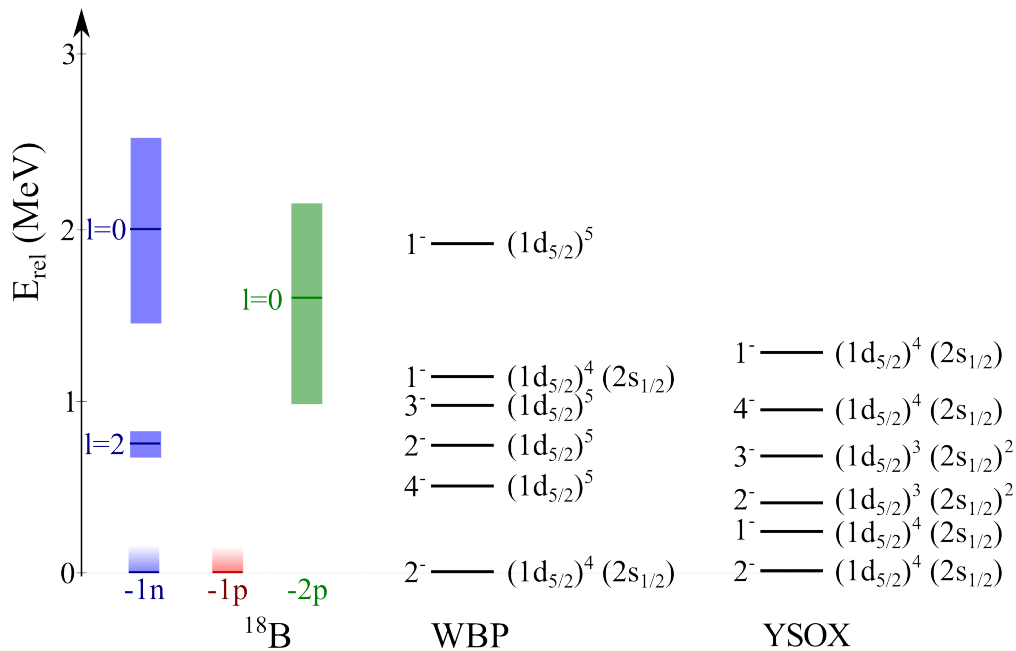


FIGURE 5.13 – Nature des états déduits des réactions principales ($1n$, p et $2p$ knock-out) pour le noyau non lié de ^{18}B , comparés à des calculs du modèle en couche. Adapté de [132].

Ces différents états sont présentés sur la figure 5.13 et comparés à deux calculs modèle en couches WBP [206, 244] et YSOX [40, 256]. Bien que prédisant des états très rapprochés en énergie (et donc potentiellement décalés) les deux calculs inversent quasiment l'ordre de tous les premiers états excités (1_1^- , 2_2^- , 3_1^- et 4^-). Les protons de valence des bores étant *a priori* en $1p_{3/2}$ ces états résultent donc du couplage entre ces derniers et des neutrons en $1d_{5/2}$ et est donc probablement un excellent test de la force utilisée pour les produire.

Concentrons nous maintenant sur les réactions et les prédictions associés (calculs listés dans le tableau 5.2). La voie $^{19}\text{C} \rightarrow ^{18}\text{B}$ peuple essentiellement l'état fondamental, virtuel et $\ell = 0$, et c'est bien ce que la théorie prédit (facteur spectroscopique maximal et décroissance quasi systématique *via* un neutron $2s_{1/2}$). En ajoutant que les deux interactions (WBP et YSOX) sont en accord ceci nous conforte dans la nature $J^\pi = 2^-$ de l'état fondamental. Si ce dernier est bien obtenu en couplant $\pi(1p_{3/2})$ et $\nu(1d_{5/2})$ il faut donc s'interroger sur la position du second état (1^-) du doublet, que nous observons à des positions très différentes dans les deux calculs.

La voie $^{19}\text{B} \rightarrow ^{18}\text{B}$ permet expérimentalement d'atteindre au moins 3 états :

- le fondamental qui d'après les facteurs spectroscopiques a bien une probabilité non négligeable d'être produit.
- un état (ou un ensemble d'états) autour de 1 MeV, plus probablement $J^\pi = 2^-$ ou $J^\pi = 4^-$.
- un état large (ou un ensemble d'états) autour de 2 MeV.

Afin de déduire la nature de ces deux derniers, penchons nous sur les probabilités de décroissances vers le noyau fils ^{17}B présentées dans les dernières colonnes du tableau 5.2. Notons d'abord que seuls sont listés les états lorsque les probabilités ou les C^2S ne sont pas négligeables, ce qui veut déjà dire que le 3^- est exclu. Le recouvrement entre ^{19}B et ^{18}B est du même ordre pour $J^\pi = 2^-$ ou $J^\pi = 4^-$. Ces deux états décroissent essentiellement vers l'état fondamental du ^{17}B et c'est bien ce que nous observons (figure 5.12). Le 2^- est plutôt de type $\ell = 0$ et le 4^- de type $\ell = 2$. Donc si le neutron arraché au ^{19}B est bien couplé à 0 avec le neutron formant le ^{18}B sur le coeur du ^{17}B , comme nous observons une distribution en moment $\ell > 0$ nous aurions plutôt affaire au 4^- . Les dernières probabilités, qui cumulent les largeurs vers un état du ^{17}B nous disent en revanche que le 2^- est plus susceptible de décroître vers le fondamental (certainement du fait de sa nature $\ell = 0$) mais la précision de nos calculs n'est certainement pas suffisante pour en décider.

Nous laissons de côté le second état excité qui nécessiterait d'étudier *a minima* les probabilités depuis le ^{20}N . A noter que la voie « échange de charge » (à partir du ^{18}C), très sélective, présente quand à elle le fondamental et un état relativement étroit autour de 2 MeV. Des calculs sont en cours pour en permettre l'interprétation.

CHAPITRE 5. ISOTOPES DE BORE RICHES EN NEUTRONS

TABLE 5.2 – Facteurs spectroscopiques calculés dans le cadre d'un modèle en couche [39, 40] avec YSOX comme interaction [256]. Les 2 premières colonnes listent les états du ^{18}B , les deux secondes les facteurs spectroscopiques à partir de l'état fondamental du ^{19}C et ^{19}B respectivement et les six dernières colonnes vers les états du ^{17}B . Pour cette décroissance, les énergies de états sont calculés mais les énergies de décroissance E_d , qui permettent de calculer les largeurs Γ , sont expérimentales. Nous en déduisons ici les probabilités de décroissance associée P : la première colonne compare les différents modes d'un état donné du ^{18}B vers un état du ^{17}B , la seconde compare à partir d'un état du ^{18}B tous les modes et tous les états du ^{17}B , la troisième compare un ensemble d'état du ^{18}B (séparés par une ligne horizontale) vers chaque état du ^{17}B (fondamental, premier ou second excité). Afin de simplifier la lecture des probabilités, nous avons alterné les couleurs : à des tons similaires dans la même colonne correspondent les probabilités du même ensemble.

^{18}B		$^{19}\text{C} - p$	$^{19}\text{B} - n$	Decay to ^{17}B							
E_x	J^π	(G.S.)	(G.S.)	E_x	nlj	C^2S	E_d	Γ	P^\dagger		
0 MeV	2^-	1.41	0.82	0 MeV	$2s_{1/2}$	0.490	0.01	0.57	100%	99%	
					$1d_{5/2}$	0.054	0.01	0.00	0%	0%	
				1.6 MeV	$2s_{1/2}$	0.005	0.01	0.57	100%	1%	
					$1d_{3/2}$	0.003	0.01	0.00	0%	0%	
					$1d_{5/2}$	0.145	0.01	0.00	0%	0%	
0.2 MeV	1^-	0.28		0 MeV	$2s_{1/2}$	0.395	0.77	4.96	99%	98%	92%
					$1d_{5/2}$	0.247	0.77	0.04	1%	1%	0%
				1.6 MeV	$1d_{3/2}$	0.008	0.77	0.04	4%	0%	0%
					$1d_{5/2}$	0.187	0.77	0.04	96%	0%	0%
				2.3 MeV	$2s_{1/2}$	0.005	0.77	4.96	93%	1%	58%
$1d_{3/2}$	0.047	0.77	0.04		7%	0%	5%				
0.4 MeV	2^-	0.01	0.64	0 MeV	$2s_{1/2}$	0.025	0.77	4.96	92%	76%	6%
					$1d_{3/2}$	0.035	0.77	0.04	1%	1%	0%
				1.6 MeV	$1d_{5/2}$	0.220	0.77	0.04	7%	6%	0%
					$2s_{1/2}$	0.127	0.77	0.04	46%	3%	0%
					$1d_{5/2}$	0.148	0.77	0.04	54%	4%	0%
2.3 MeV	$1d_{3/2}$	0.033	0.77	0.04	9%	1%	3%				
	$1d_{5/2}$	0.352	0.77	0.04	91%	9%	34%				
1.0 MeV	4^-		1.00	0 MeV	$1d_{5/2}$	0.480	0.77	0.04	100%	91%	1%
				1.6 MeV	$1d_{3/2}$	0.003	0.77	0.04	6%	0%	0%
					$1d_{5/2}$	0.043	0.77	0.04	94%	8%	0%
1.3 MeV	1^-	0.66		0 MeV	$2s_{1/2}$	0.087	1.80	7.59	84%	83%	80%
					$1d_{3/2}$	0.008	1.80	0.30	0%	0%	0%
					$1d_{5/2}$	0.408	1.80	0.30	15%	15%	15%
				1.6 MeV	$1d_{5/2}$	0.029	1.80	0.30	99%	1%	1%
					2.3 MeV	$2s_{1/2}$	0.001	1.80	0.30	47%	0%
$1d_{3/2}$	0.002	1.80	0.30	53%		0%	0%				
2.2 MeV	0^-		0.01	0 MeV	$1d_{3/2}$	0.091	1.80	0.30	100%	1%	3%
				2.3 MeV	$2s_{1/2}$	0.360	1.80	7.59	100%	99%	98%
2.5 MeV	1^+		0.53								
2.7 MeV	2^+		0.95								
3.7 MeV	0^-										
3.8 MeV	0^+		0.06								
4.7 MeV	2^+	0.09	0.04								

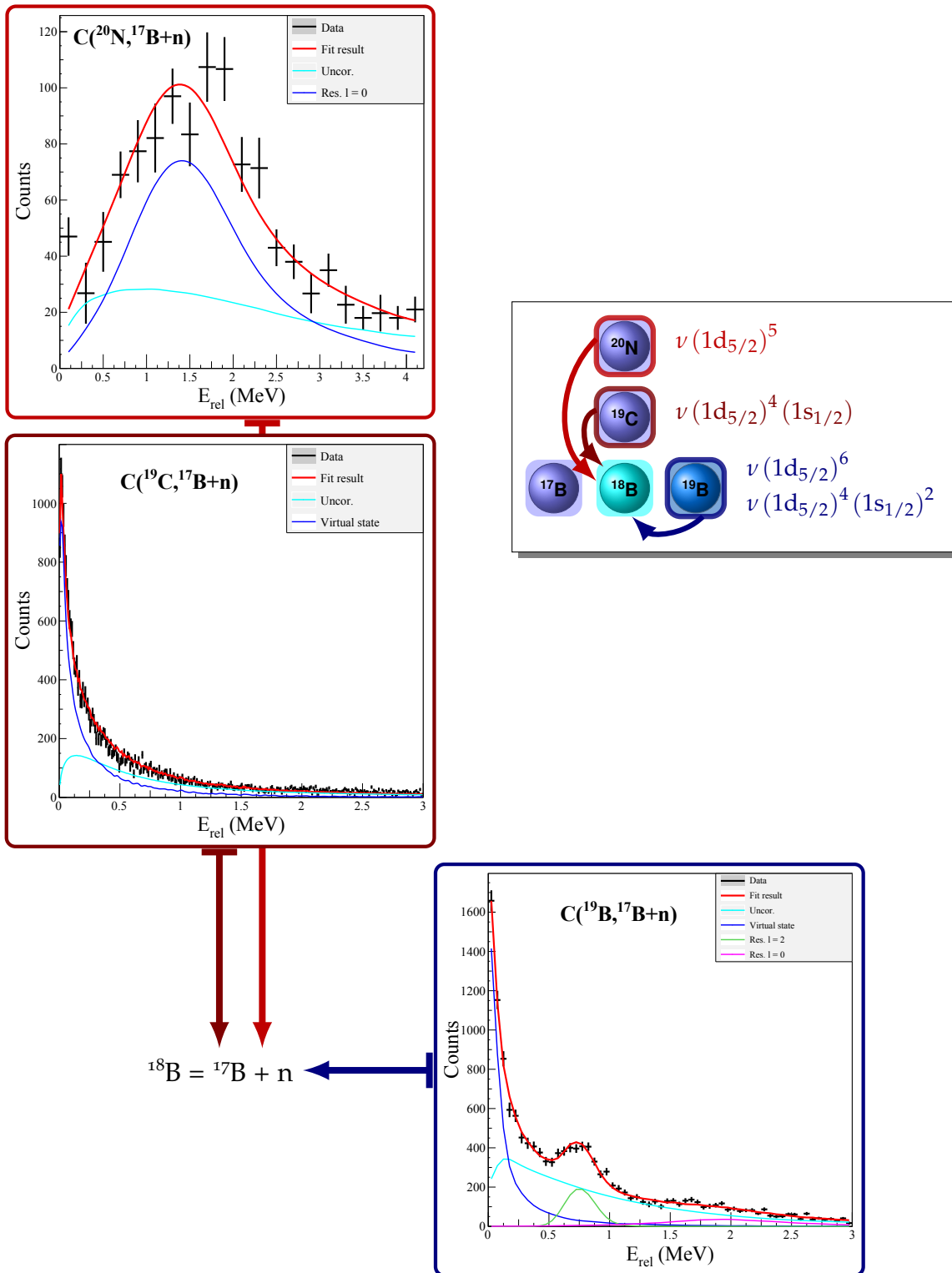


FIGURE 5.14 – Résumé des différents résultats et principales réactions étudiées dans le cas de la structure du ^{18}B . Distributions en énergie extraites de [132].

5.4 Bore-17 et Bore-19

Étudier les états en dessous du seuil d'émission neutron peut se faire par observation des gammas émis en coïncidence avec le fragment d'intérêt. En revanche, pour les états au-dessus du seuil il est plus probable *a priori* d'aller les étudier *via* leur décroissance neutron. Le soucis alors est que le noyau d'intérêt étant non lié il est nécessaire de reconstruire l'énergie relative entre le fragment et deux neutrons. Les caractéristiques de la détection neutron obligent alors à rejeter le plus possible la diaphonie [148]. Ce sont des événements pour lesquels un seul neutron émis par le noyau d'intérêt a réellement été détecté mais ce dernier, notamment par diffusion, a produit un signal dans un second détecteur donnant l'illusion que deux neutrons ont été détectés. Les techniques de rejet sont brièvement décrites dans la section 5.1.3.5 et illustrées dans la section 5.4.0.2.

5.4.0.1 Bore-17 ($A/Z = 3.4$)

Comme le ^{16}B est non-lié, le ^{17}B est potentiellement un noyau à halo de deux neutrons. Parmi les analyses potentielles à effectuer sur ce noyau, les corrélations deux neutrons (comparées notamment au ^{19}B) apporteraient des informations sur l'interaction de ces derniers. Ici nous nous concentrerons uniquement sur les résultat de structure du ^{17}B .

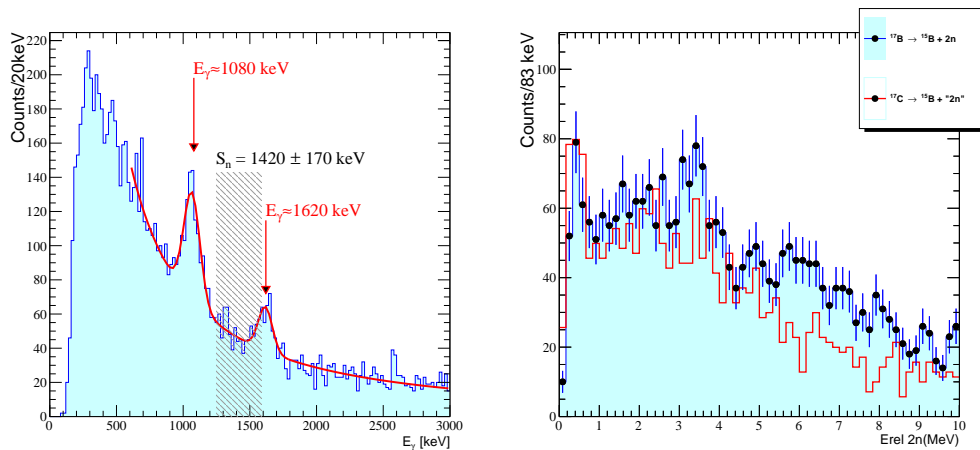


FIGURE 5.15 – À gauche : spectre en énergie γ en coïncidence avec une fragment ^{17}B (faisceau ^{19}C). A droite : spectre en énergie relative $^{15}\text{B} + 2n$ à partir de , et ^{17}C (rouge). Ce dernier spectre présente une situation de diaphonie pure.

Sur la figure 5.15 à gauche est présenté le spectre gamma en coïncidence avec un fragment de ^{17}B pour une faisceau de ^{19}C . Nous identifions le gamma autour de 1.1 MeV observé précédemment [108, 114] mais également un autre à plus haute énergie ($\approx 1.6\text{MeV}$) et au-dessus du seuil d'émission neutron (en grisé sur la figure 5.15 à gauche). Un spectre en énergie relative $^{15}\text{B} + 2n$ est présenté à droite sur la figure 5.15 (en bleue à partir du). Nous pourrions croire à la présence d'une structure vers 400 keV correspondant donc à un état à $1820 \pm 170\text{keV}$, potentiellement compatible avec l'énergie gamma précédente. Cependant, en analysant la voie $^{17}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{B} + 2n$, qui ne contient a priori que de la diaphonie, nous pouvons avoir des doutes. L'état fondamental du ^{16}B possédant tellement de statistique à base énergie que le rejet de la diaphonie (certes de près de 95%) n'est pas suffisant et fait apparaître une structure. Ceci n'est bien évidemment pas toujours le cas, voir par exemple dans le cas du ^{19}B la figure 5.16 à droite.

5.4.0.2 Bore-19 ($A/Z = 3.8$)

Peu d'informations sont disponibles sur le ^{19}B , noyau à halo de deux neutrons. Seule sa masse a été mesurée et présente un excès de $59.77 \pm 0.35\text{MeV}$ [76], ce qui nous donne une valeur extrêmement faible de $S_{2n} = 0.14 \pm 0.39\text{MeV}$. Si nous incluons les résultats sur le ^{18}B , nous en déduisons également que $S_n = 0.545 \pm 0.040\text{MeV}$.

Peu d'études théoriques de structure, *publiées et récentes*, existent [71, 107, 249, 250, 256]. La grande majorité se focalisent sur les propriétés fondamentales. A noter en revanche que l'énergie très faible avec laquelle il est lié en ferait un possible candidat pour un état d'Efimov [63, 151, 152]. À la lecture de [152], publié en 2000, il est intéressant de constater que les auteurs se basant sur les extrapolations de Audi & Wapstra de 1993[17], en particulier pour l'état fondamental du ^{18}B , concluent à l'impossibilité d'un état d'Efimov. En revanche, leurs calculs inclus d'autres cas comme une état virtuel ^{18}B à -53.2fm , très proche que ce nous observons aujourd'hui (voir section 5.3.0.2) et montre ainsi que le fondamental se trouverait très près de 0 MeV et qu'apparaîtrait un état excité *lié* vers 1 MeV. Comme nous le verrons par la suite nous observons bien un état vers cette énergie mais il se situe au dessus du seuil d'émission de deux neutrons.

Comme annoncé dans l'introduction de cette section, l'analyse de deux neutrons nécessite dans un premier temps de se convaincre que les événements *détectés* comme deux neutrons ne sont pas en fait dûs à la diffusion d'un seul neutron dans deux barres plastiques différentes. La principale méthode consiste à rejeter tous les cas pour lesquels le temps entre deux événements neutrons est beaucoup trop court pour qu'ils puissent être dûs à un neutron. L'archétype

est bien évidemment le cas où la vitesse déduite est plus rapide que la vitesse de la lumière... nous appellerons cette analyse la « causalité ». La détection neutron étant ici le plus souvent la conséquence d'un choc entre un neutron et un proton, et du fait de la compacité de NEBULA, la probabilité est grande qu'un proton émis dans un barre dépose de l'énergie dans une barre voisine. Nous pouvons donc dans un premier temps regrouper tous les événements contigus et considérer qu'ils ont pour origine un même neutron, c'est ce que nous appelons pas la suite un « cluster ».

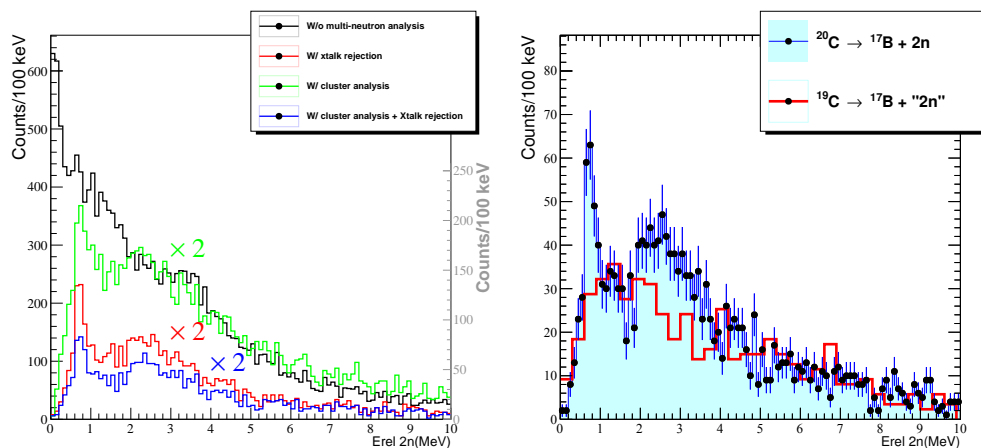


FIGURE 5.16 – À gauche : évolution des spectres en énergie relative $^{17}\text{B} + 2n$ (en noir) après application de la *clusterisation* (en vert) ou rejet de la diaphonie (rouge), ainsi que les deux combinés (bleue). L'échelle à gauche correspond à la statistique sans traitement, celle à droite après. À droite : spectre en énergie relative $^{17}\text{B} + 2n$ à partir de ^{20}C (bleu), et ^{19}C (rouge). Ce dernier spectre présente une situation de diaphonie pure.

Afin d'illustrer les conséquences sur l'énergie relative $^{17}\text{B}-2$ neutrons de ces différentes analyses nous présentons sur la figure 5.16 quatre cas de reconstruction :

- aucun rejet n'est effectué (histogramme noir)
- seuls sont rejetés les événements ne satisfaisant pas aux critères de causalité (en vert)
- le spectre après clusterisation (en rouge)
- le spectre après clusterisation puis rejet des événements ne satisfaisant pas aux critères de causalité (en bleue).

À noter que les spectres de couleurs sont multipliés par deux pour pouvoir les superposer et que l'échelle correspondante se situe à droite (en gris). Nous constatons d'abord que le spectre de départ (en noir) perd une grande partie de sa statistique (autour de 90 %) et que la structure autour de 1 MeV, quasi invisible au départ, ressort fortement après filtrage. Une des raisons pour cela est la suppression de la structure au seuil, qui n'est rien d'autre que l'état fondamental de la voie un neutron (^{18}B) détectée dans la voie deux neutrons. Le rapport signal sur « bruit » semble meilleur dans le cas du filtre de causalité seul mais *a priori* (et si la statistique le permet) l'utilisation de plusieurs filtres permet de s'assurer que les structures observées ne sont pas produites par la diaphonie. Il est toujours possible de relâcher ces conditions par la suite si la forme des spectres est sensiblement identique, puisque que l'analyse finale se fera à travers la simulation, laquelle inclut également la détection neutron. Il est également possible de se convaincre que les structures observées dans le ^{19}B ne proviennent pas de manière majoritaire de la diaphonie en analysant une voie ne produisant qu'un seul neutron mais en l'analysant dans une hypothétique voie deux neutrons. Ceci est présenté sur la figure 5.16 à droite : nous avons superposé les voies $^{20}\text{C} \rightarrow ^{17}\text{B}$ (en bleue) et $^{19}\text{C} \rightarrow ^{17}\text{B}$. Dans l'hypothèse où les voies de réaction elles mêmes ne produisent pas de structures manifestes le spectre observé doit être similaire à une diaphonie pure et nous constatons ici que cette voie produit en effet un spectre assez continu, mettant en évidence les états peuplés dans la réaction d'arrachage d'un proton.

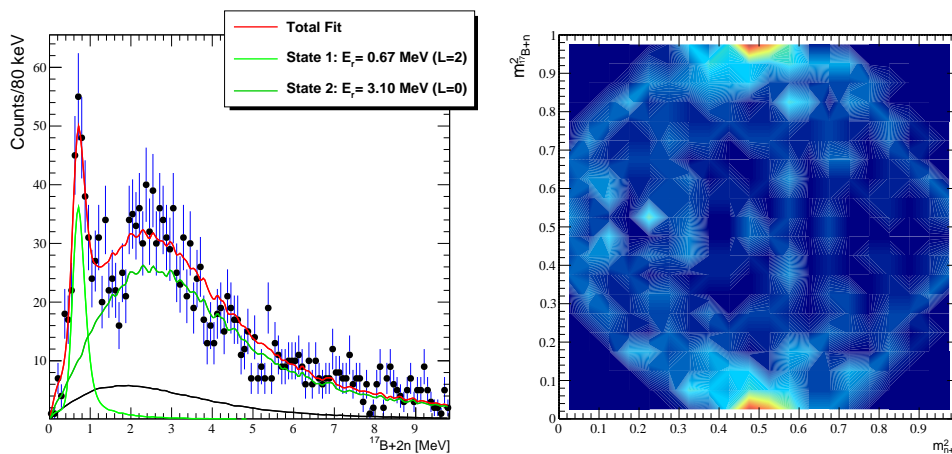


FIGURE 5.17 – À gauche : spectre en énergie relative $^{17}\text{B} + 2n$, produit à partir du ^{20}C , ajustés avec des simulations de Breit-Wigner. À droite : plot de Dalitz normalisé présentant la masse invariante du système $^{17}\text{B}+n$ en fonction de la masse invariante des deux neutrons.

Les résultats pour la voie d'arrachage d'un proton ($^{20}\text{C} \rightarrow ^{17}\text{B} + 2n$) sont présentés sur la figure 5.17 à gauche. Le spectre est ajusté par deux états et un fond non corrélé simulé et nous trouvons :

- un état $\ell = 2$ à $E_r = 0.675 \pm 0.005 \text{ MeV}$ et une largeur $\Gamma = 0.0050 \pm 0.0002 \text{ MeV}$
- un autre $\ell = 0$ à $E_r = 3.1 \pm 0.3 \text{ MeV}, \Gamma = 5.3 \pm 0.3 \text{ MeV}$
- un fond non corrélé presque négligeable.

Il est important de noter que, en l'absence d'autres informations, les calculs de la Breit-Wigner sont effectués en supposant que nous avons un coeur de 17 nucléons et un di-neutron. Mais afin d'interpréter la largeur déduite nous avons également effectué une analyse de la décroissance des états du ^{17}B . Sur la figure 5.17 à gauche est présenté le plot de Dalitz [54] normalisé [145] représentant la masse invariante du sous-système $^{17}\text{B} + n$ en fonction de celle du système $n + n^\dagger$ pour des énergies relatives inférieures à 1.2 MeV. Nous voyons que la grande majorité de la statistique se situe à des énergies relatives $^{17}\text{B} + n$ nulles ou maximales ce qui veut dire que le premier état excité ^{19}B décroît essentiellement de manière séquentielle, en passant par l'état fondamental du ^{18}B . Une analyse quantitative des distributions en masse invariante neutron-neutron et fragment neutron, sans hypothèses sur l'interaction résiduelle neutron-neutron, donne près de 100% de décroissance séquentielle pour des énergies inférieures à 1.2 MeV et aux environs de 25% pour les énergies supérieures (et donc 75% de décroissance simultanée). Conclusion : la largeur déduite ici est donc bien la largeur de la résonance produite par un ^{18}B et un neutron convolué à l'état fondamental étroit du ^{18}B , ce qui nous permettra d'en faciliter son interprétation.

Enfin, nous avons analysé le spectre en énergie γ du ^{17}B pour s'assurer que les états observés ne décroissent pas vers des états excités du noyau fils. Sur la figure 5.18 à gauche est présenté le spectre γ du ^{17}B sans condition (bleu) et en coïncidence avec deux neutrons. Il apparaît clairement que ^{17}B est excité dans la réaction mais lorsque l'on produit le spectre en coïncidence avec l'énergie relative (5.18 à droite) : nous observons que le premier état au dessus du seuil décroît directement vers l'état fondamental du ^{17}B , ce qui n'est pas le cas de second état. Nous rappelons que le spectre en rouge de la figure 5.18 à droite est arbitrairement normalisé pour des raisons de lisibilité et semble remplir ici l'ensemble du spectre en énergie au delà de 1.5 MeV. Mais si nous le maximisons pour ne pas être au dessus du spectre initial (en bleu), et malgré les fortes barres d'erreur, il reste suffisamment de statistique pour supposer un état autour de 3 MeV.

†. Les observables s'écrivent, à partir des masses invariante d'un système i et j : $m_{ij}^2 = (M_{ij}^2 - (m_i + m_j)^2) / ((m_i + m_j + E_d)^2 - (m_i + m_j)^2)$ où m_i, m_j sont les masses des particules i, j et E_d l'énergie de décroissance.

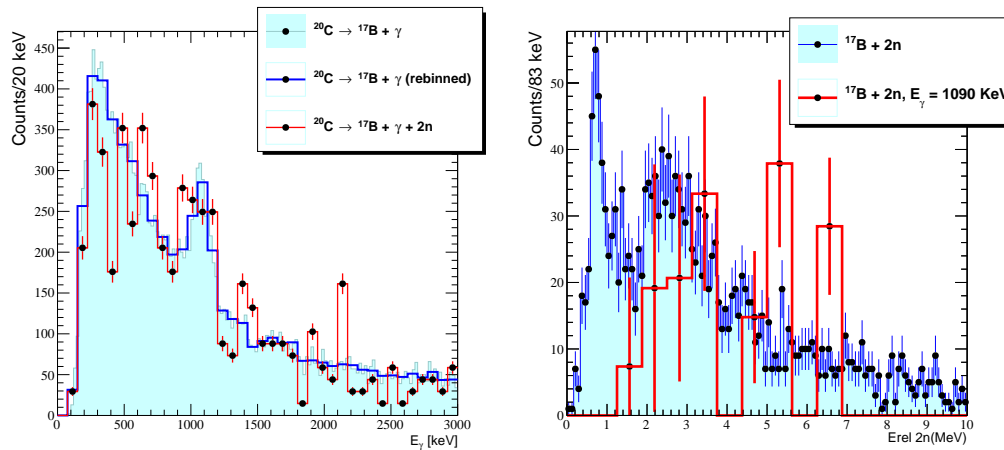


FIGURE 5.18 – À gauche : distribution des énergies gamma pour le ^{17}B , sans condition neutron (en bleu) et avec la détection de deux neutrons générant une énergie relative $^{17}\text{B}+2\text{n}$ entre 0 et 10 MeV (en rouge). Les deux spectres bleus sont identiques, seul change le nombre de canaux, qui dans le cas du bleu foncé est comparable au spectre rouge. À droite : spectre en énergie relative $^{17}\text{B}+2\text{n}$ sans (en bleu) et en coïncidence avec un gamma du ^{17}B . Dans tous les cas les spectres sans remplissage sont normalisés arbitrairement pour des raisons de visibilité.

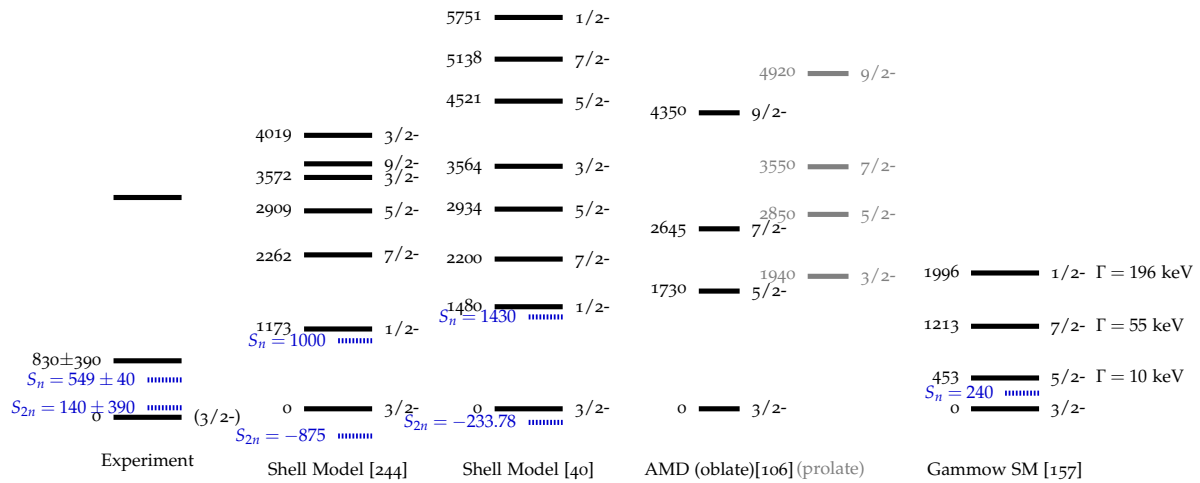


FIGURE 5.19 – Comparaison des résultats expérimentaux (à gauche), avec différents calculs théoriques [40, 106, 244]. Voir détails dans le texte.

Nous partons donc des observations précédentes : un état « $\ell = 2$ » au dessus du seuil à 0.67 MeV et de largeur négligeable devant la résolution, et un autre autour de 5 MeV. Afin d’interpréter ces résultats nous les comparons aux seuls calculs théoriques disponibles sur la figure 5.19. Tous montrent que l’état fondamental est $J^\pi = 3/2^-$ (compte tenu de la configuration en proton)

et les deux calculs du modèle en couche prédisent que ce dernier est non lié. Le premier état excité est dans ces deux cas bien au dessus du seuil d'émission neutron et de nature $J^\pi = 1/2^-$. Les calculs AMD, du fait de leur nature, ne prédisent aucun $1/2^-$. Puis viennent un ensemble d'état plus ou moins identiquement prédis par l'ensemble des théories. Une estimation des facteurs spectroscopiques (semblable à 5.2) suggère qu'à partir du ^{20}C seuls les états $J^\pi = 1/2^-$ ou $J^\pi = 3/2^-$ sont notablement peuplés et nous pourrions faire l'hypothèse que la structure observé autour de 3 MeV est un état $3/2^-$. D'autres calculs de type Gamov Shell Model ont été conduits [157] et sont présentés à droite de la figure 5.19. Ces derniers prenant en compte le continuum ils permettent de calculer les largeurs des états. L'interaction est ici ajustée pour produire un état fondamental lié et des états excités non-liés. Nous constatons d'abord une inversion des états $5/2^-$ et $1/2^-$ que les premières vérifications du calcul attribuerait plus à l'interaction utilisée (FHT[74]) qu'au couplage au continuum. D'autres vérifications sont en cours sur ce point, notamment en changeant l'interaction. Si nous nous concentrons sur les largeurs : la très faible largeur expérimentale trouvée ($\Gamma = 5.0 \pm 0.2\text{keV}$) serait en revanche plus compatible avec le $5/2^-$ que le $1/2^-$ mais cela pourrait être simplement dû à la position en énergie (voir section 3.1.7 page 42). Des tests sont en cours pour conclure des différents calculs théoriques lequel doit être utilisé pour assigner au plus juste la nature de l'état observé. Les autres voies de production (figure 5.20) devant également permettre de résoudre ce point.

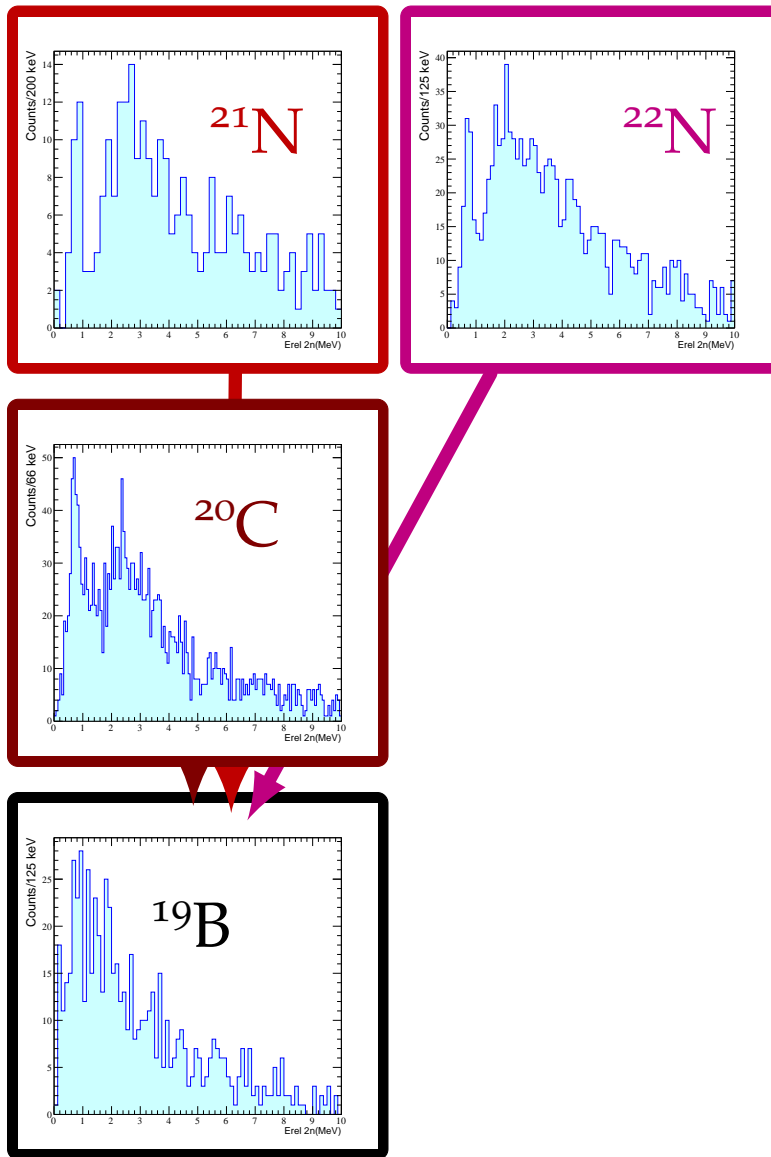


FIGURE 5.20 – Résumé des différents résultats et réactions étudiées dans le cas de la structure du ^{19}B , reconstruit à partir de $^{17}\text{B} + 2n$. Les noms des noyaux présentés sont ceux des faisceaux réactants.

5.5 Bore–20 et Bore–21

Les isotopes de $^{20,21}\text{B}$ se situent au-delà de la *dripline* neutron et sont donc non-liés. Comme pour les $^{16,18}\text{B}$ (sections 5.3.0.1 et 5.3.0.2) leur étude se fait donc uniquement à travers les résonances neutron observées dans les spectres en énergie relative $^{19}\text{B} + n$ et *a priori* $^{19}\text{B} + 2n$. Les études décrites ici ont été réalisées en collaboration avec M. Marqués pour les canaux principaux, auxquelles nous ajouterons d'autres canaux.

5.5.0.1 Bore–20 ($A/Z = 4$)

Le ^{20}B est étudié à partir de l'énergie relative $^{19}\text{B} + n$. Le canal le plus direct présent dans nos données est l'arrachage de deux protons à partir de ^{22}N . Le spectre obtenu est présenté à gauche sur la figure 5.21. Nous observons deux structures : une autour 2 MeV et une autre autour de 5 MeV ainsi qu'un épaulement à gauche de celle de 2 MeV. Pour analyser ce spectre il est nécessaire de prendre en compte un fond non résonant, ce qui explique l'épaulement.

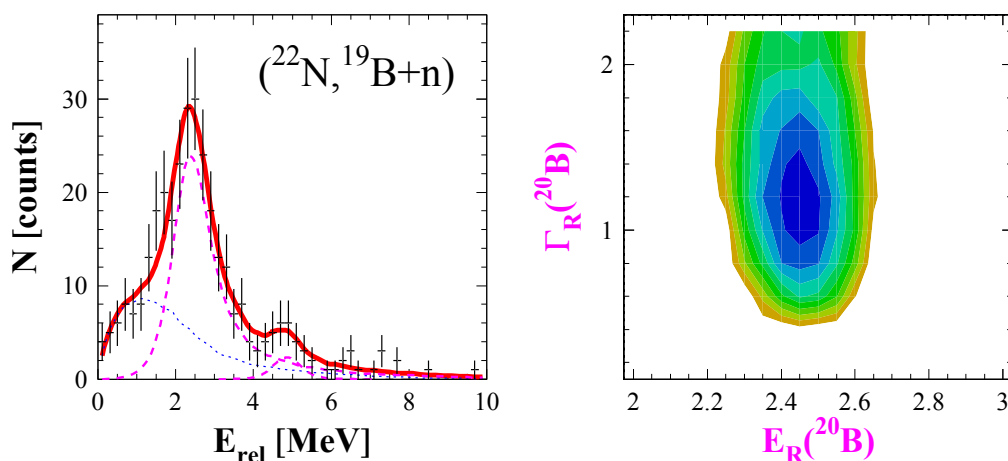


FIGURE 5.21 – A gauche : spectre en énergie relative $^{19}\text{B} + n$ obtenu à partir de ^{22}N . À droite : contour de χ^2 pour différentes combinaisons d'énergie et de largeur de la résonance observée.

Un ajustement réalisé en supposant des états $\ell = 2$ donne : $E_r = 2.4 \pm 0.1$ MeV, $\Gamma = 1.2 \pm 0.4$ MeV MeV pour la première structure et $E_r \approx 5$ MeV pour la seconde.

Nous n'observons pas dans le ^{19}B d'état excité lié ce qui nous amène à conclure que l'état fondamental du ^{20}B se situe 2.4 MeV au dessus du seuil deux neutrons du ^{19}B . À noter que quand bien même nous n'en aurions pas observé un hypothétique gamma de décroissance dans le ^{19}B , le seuil $S_{2n} = 0.14(39)$ [76] très faible ne ferait qu'induire une faible erreur systématique sur la position de l'état fondamental.

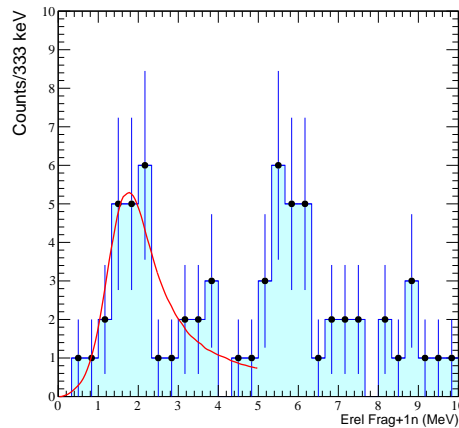


FIGURE 5.22 – Spectre en énergie relative $^{19}\text{B} + 1n$ obtenu à partir du ^{20}C .

Parmi les autres voies possibles de réaction, la seule qui dans nos données donne suffisamment de statistique est la réaction d'échange de charge $^{20}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{B}$. Le spectre en énergie relative correspondant est présenté sur la figure 5.22. Nous pouvons clairement y observer une structure autour de 2 MeV compatible avec l'état trouvé précédemment. Un ajustement par une résonance $\ell = 2$ donne $E_r = 1.8 \pm 0.9 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 1.3 \pm 0.5 \text{ MeV}$. Nous ne discutons pas ici l'accumulation de coups à plus haute énergie, bien que l'on puisse argumenter que la réaction d'échange de charge produise des états de plus haute énergie.

5.5.0.2 Bore-21 ($A/Z = 4.2$)

La manière la plus directe d'étudier le ^{21}B devrait être à partir de l'énergie relative $^{19}\text{B} + 2n$ avec comme canal le plus élémentaire présent dans nos données l'arrachage d'un proton à partir du ^{22}C . Cependant, la statistique pour deux neutrons est faible (voir 5.24 à droite) et les premières analyses se sont faites à partir du spectre présenté à gauche sur la figure 5.23 construit dans le canal

$^{19}\text{B} + n$. Nous n'observons pas de structure claire, ayant en particulier les caractéristiques de celle précédemment trouvées dans le ^{20}B . Il est raisonnable alors de supposer que les états qui sont peuplés ici sont ceux du ^{21}B mais reconstruits avec l'information d'un seul neutron, ce qui fait apparaître cette structure large (figure 5.23 à gauche).

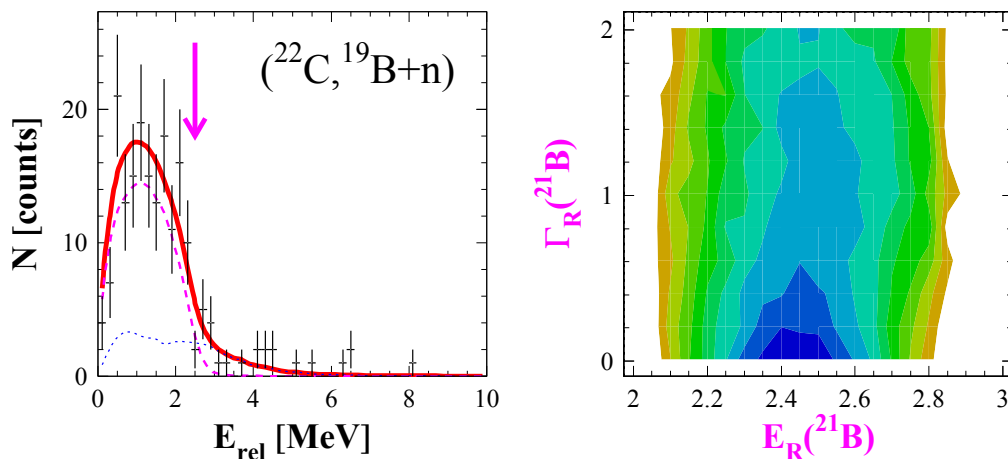


FIGURE 5.23 – A gauche : spectre en énergie relative $^{19}\text{B} + n$ obtenu à partir de ^{22}C . À droite : contour de χ^2 pour différentes combinaisons d'énergie et de largeur d'une résonance dans le ^{21}B .

Il a donc été décidé d'ajuster la distribution avec une simulation supposant un état (fondamental) dans le ^{21}B . Le résultat des ajustements est présenté sur la figure 5.23 avec à droite les surfaces de χ^2 correspondantes. Nous trouvons alors un état $E_r = 2.5 \pm 0.1$ MeV et $\Gamma < 0.5$ MeV. Du fait du manque d'information dû à la détection d'un seul neutron l'énergie de la résonance représente le maximum d'énergie disponible entre le fragment et le neutron (voir par exemple la figure 5.10 à droite). Cette dernière est représentée par une flèche sur la figure 5.23 à gauche et est compatible avec les caractéristiques de l'état déduit par ajustement.

Nous présentons maintenant la distribution en énergie relative pour $^{19}\text{B} + 2n$ sur la figure 5.24 à droite. La statistique est faible mais un ajustement montre que la structure observée à $E_r = 2.1 \pm 0.4$ MeV ($\Gamma = 0.8 \pm 0.3$ MeV) est compatible avec l'analyse précédente. Afin de mieux estimer l'erreur un ajustement sur le spectre $^{19}\text{B} + n$, lorsque deux neutrons ont été détectés (figure 5.24 en haut à gauche) est réalisé et donne $E_r = 2.3 \pm 0.2$ MeV ($\Gamma = 0.8 \pm 0.1$ MeV). La figure 5.24 en bas à gauche est le rapport entre la distribution en énergie relative $^{19}\text{B} + n$ en haut et à droite la même sans conditions sur le nombre de neutrons détectés, montrant ainsi la cohérence des résultats.

L'ensemble de ces analyses nous amène donc à conclure que l'état fondamental du ^{21}B se situe vers $E_r = 2.3 \pm 0.3$ MeV au dessus du seuil neutron et que dans l'hypothèse d'un $\ell = 2$ sa largeur environne les 0.8 ± 0.3 MeV.

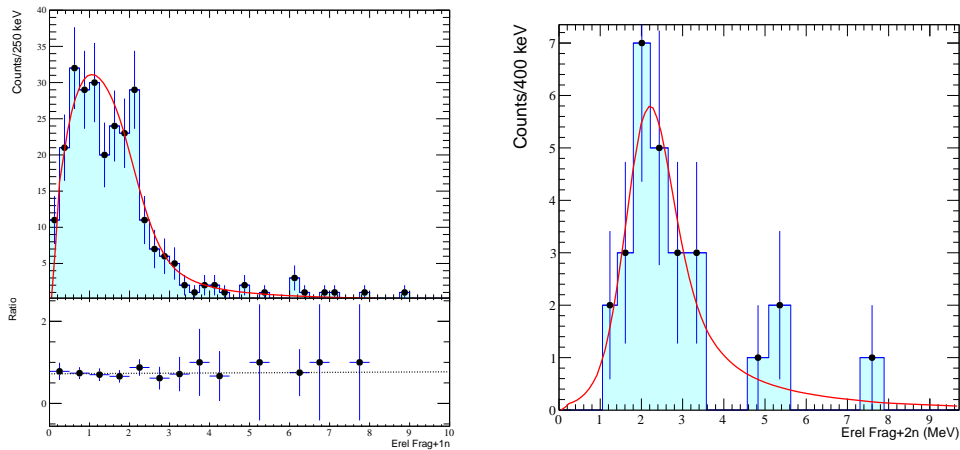


FIGURE 5.24 – A gauche : spectre en énergie relative $^{19}\text{B} + n$ obtenu à partir du ^{22}C lorsque deux neutrons sont détectés et sans rejet de la diaphonie. À droite : spectre en énergie relative $^{19}\text{B} + 2n$ correspondant.

5.6 Résumé des résultats sur les isotopes de bore

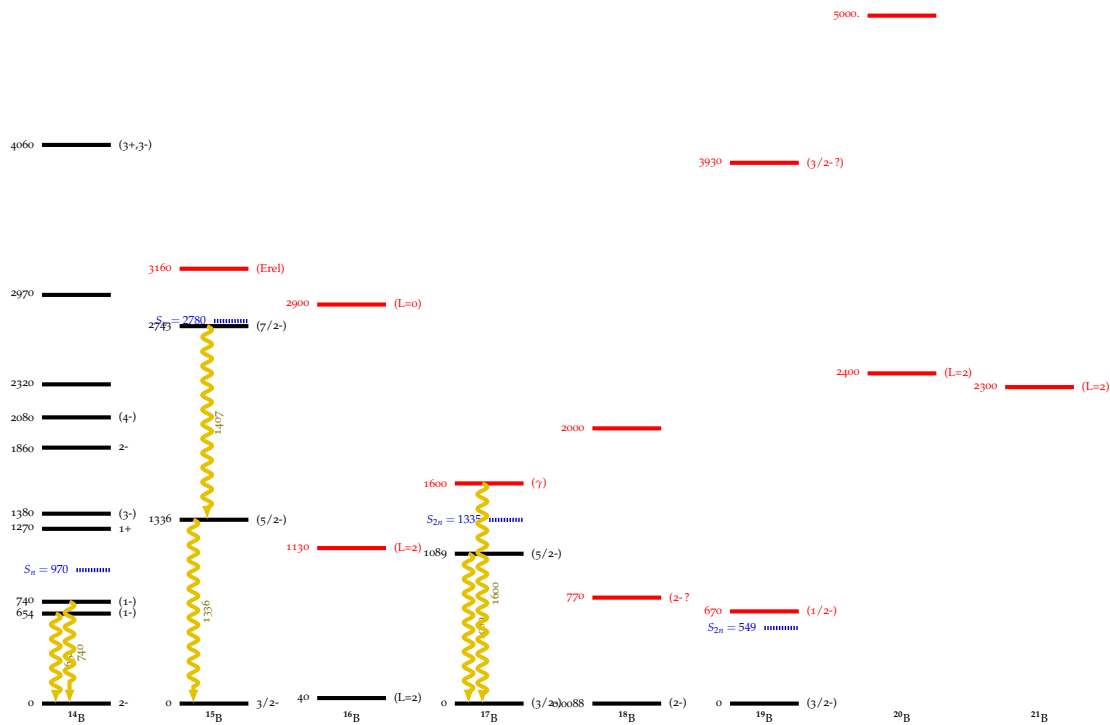


FIGURE 5.25 – Systématique des états des isotopes $^{14-21}\text{B}$ avec les états observés ici en rouge.

Nous présentons sur la figure 5.25 l'ensemble des caractéristiques connus pour les états des isotopes de bore pour $N = 9$ à $N = 16$. Les états en rouge sont ceux trouvés dans les travaux présentés ici. À noter que pour les noyaux liés l'état fondamental est bien présenté à 0 MeV mais pour les non-liés ce dernier est placé au dessus du seuil neutron correspondant. Expliquer chaque état n'est pas le sujet de ce manuscrit mais une étude systématique de ces derniers, à travers des calculs notamment modèle en couche, apporterait certainement beaucoup à notre compréhension des interactions dans la région, les isotopes de bores étant à la croisée des premières couches s , p et d . Nous concentrerons ici sur les états fondamentaux, puisque nous avons mesuré 4 d'entre-eux, non-liés, avec une précision généralement supérieure aux noyaux liés (du fait de la méthode utilisée). L'évolution avec le nombre de neutron des seuils d'émission un et deux neutrons est présentée sur la figure 5.26.

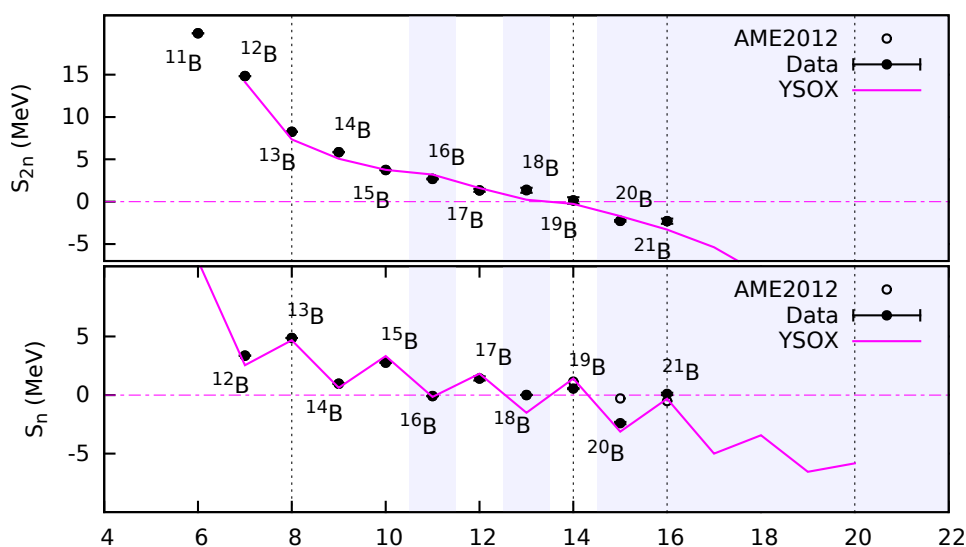
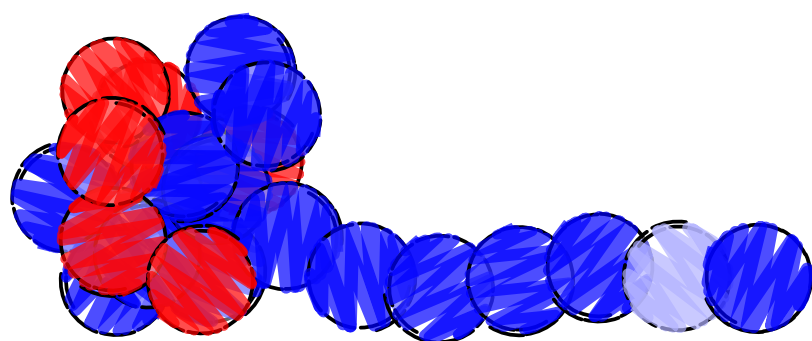


FIGURE 5.26 – Évolution des seuils d'émission un (en bas) et deux neutrons (en haut) dans les isotopes de bore. Les données en point noir, sont comparées aux extrapolation de Audi *et al.* [18] en cercle et aux calculs utilisant l'interaction YSOX [256] (en ligne magenta). Les régions grisées correspondent aux noyaux non-liés.

Nous constatons que les extrapolations de AME2012 [18] (cercle vide) donnent des S_n quasi nuls pour les noyaux les plus lourds; alors que nos données (en noir), en accord avec les calculs modèles en couche (en magenta) montrent des valeurs non nulles présentant clairement l'effet attendu du pairing. Pour le ^{18}B c'est l'inverse : son état fondamental étant juste au dessus du seuil alors les théories ce prédisent encore moins lié.



Isotopes de carbone riches en neutrons

6.1	Carbone-16 ($A/Z = 2.7$, cours M2 NAC)	109
6.1.1	Magie et évolution des caractéristiques du 2_1^+	109
6.1.2	Premiers résultats pour le ^{16}C	111
6.1.3	Re-mesure du temps de demi-vie	119
6.1.4	Conclusion	124
6.2	Carbones-17,19	125
6.2.1	Carbones-17 ($A/Z = 2.8$)	125
6.2.2	Carbones-19 ($A/Z = 3.2$)	128
6.3	Carbone-18 ($A/Z = 3$)	131
6.4	Carbone-20 ($A/Z = 3.3$)	133
6.5	Carbone-21 ($A/Z = 3.5$)	134
6.6	Carbone-22 ($A/Z = 3.7$)	140
6.7	Carbone-23 ($A/Z = 3.8$)	142
6.8	Résumé des propriétés pour $^{17-22}\text{C}$	142

CE chapitre traite de certains aspects expérimentaux de la structure des isotopes de carbone ($Z = 6$) riches en neutrons, depuis $N = 10$ jusqu'à $N = 16$. Il peut être divisé en deux sous-parties : la première concerne uniquement le carbone-16. Extrait d'un cours dispensé au M2 NAC, elle a pour but de présenter la mesure des déformations proton et neutron à travers différentes approches expérimentales. Ayant été coauteur de la plupart des articles présentés, elle

trouve naturellement sa place dans ce manuscrit. La seconde partie concerne différents résultats obtenus sur les isotopes $^{17-22}\text{C}$ par réaction de *knockout*, *breakup* et échange de charge lors de l'expérience DayOne à SAMURAI (RIKEN, Tokyo). Pour les techniques d'analyse et la description de ce dernier dispositif expérimental le lecteur est invité à lire la section 5.1.2 page 65.

Les noyaux de ^{17}C , ^{19}C , ^{21}C et ^{22}C ont fait l'objet d'analyses approfondies, notamment à travers 3 thèses [93, 111, 132]. Les deux autres noyaux $^{18,20}\text{C}$ sont succinctement présentés, non seulement dans le but d'avoir un segment de chaîne isotopique complet, mais également de (dé)montrer certaines techniques d'analyse et/ou d'explorer d'autres modes de présentation des résultats. Le ^{23}C , quant à lui, est plus hypothétique. Nous concluons sur certaines propriétés de la chaîne étudiée.

6.1 Carbone-16 ($A/Z = 2.7$, cours M2 NAC)

Le carbone-16 est un isotope du carbone lié, riche en neutrons ($A/Z = 2.6$). Dans les noyaux pair-pair l'évolution combinée de l'énergie du premier 2^+ ainsi que la probabilité d'excitation réduite associée, est une bonne indication de l'évolution des nombres magiques. Si la mesure de l'énergie de l'état, lorsqu'il décroît par gamma, est « relativement » simple, la mesure de la probabilité réduite d'excitation $B(E2) \uparrow$ (voir par exemple [37]) peut s'avérer plus complexe et est facilement entachée d'erreurs expérimentales, rendant l'interprétation ardue. Ce sont les différentes mesures de déformation du 2_1^+ du ^{16}C [65, 96, 172, 173, 247] et surtout les différentes méthodes expérimentales utilisées que nous allons décrire dans ce chapitre. Les copies intégrales de ces articles sont incluses en annexe, aux pages 267, 268, 269, 255 et 270.

6.1.1 Magicité et évolution des caractéristiques du 2_1^+

Tout d'abord revenons succinctement sur les arguments avancés concernant le lien entre évolution des caractéristiques du 2_1^+ et la magicité. L'énergie nécessaire pour briser une paire de nucléons étant de l'ordre d'une dizaine de MeV, il est énergiquement plus favorable de promouvoir une paire de nucléons de valence (neutron-neutron ou proton-proton) sur la couche immédiatement supérieure. L'énergie nécessaire est donc une mesure du gap entre ces deux couches et l'énergie du 2_1^+ augmente ou diminue avec le gap. Les noyaux magiques ont leur couche de valence remplie et le recouvrement entre les différentes couches est faible. En conséquence, d'un point de vue quantique, faire passer des nucléons de la couche de valence vers les couches supérieures est peu probable. Ainsi, en relatif, un $B(E2) \uparrow$ (respectivement un temps de demi-vie de l'état[†]) très faible (respectivement très long) est souvent caractéristique d'une fermeture d'une (sous)-couche.

Un cas d'école est la chaîne des calcium, pour laquelle $Z = 20$ est un nombre magique. Comme 28 est également un nombre magique, $^{40}\text{Ca}_{20}$ est doublement magique, ainsi que $^{48}\text{Ca}_{28}$. L'énergie du 2_1^+ et le $B(E2) \uparrow$ dans les chaînes des calcium de $N = 18$ à $N = 30$ [187] sont présentées sur la figure 6.1 (gauche). On observe clairement que pour $N = 20, 28$ (en bleue) l'énergie de l'état présente un maximum local. Il est plus difficile d'être aussi affirmatif pour les probabilités de transitions, mais ces dernières sont maximales (autour de $0.05 \text{ e}^2\text{fm}^4$) pour le calcium stable le plus éloigné de la magicité (^{44}Ca) puis diminuent fortement (d'un facteur 5) près des nombres magiques. Cette tendance s'observe également

†. Mais cette observable dépendant de l'énergie de l'état elle est plus difficilement comparable au noyaux voisins.

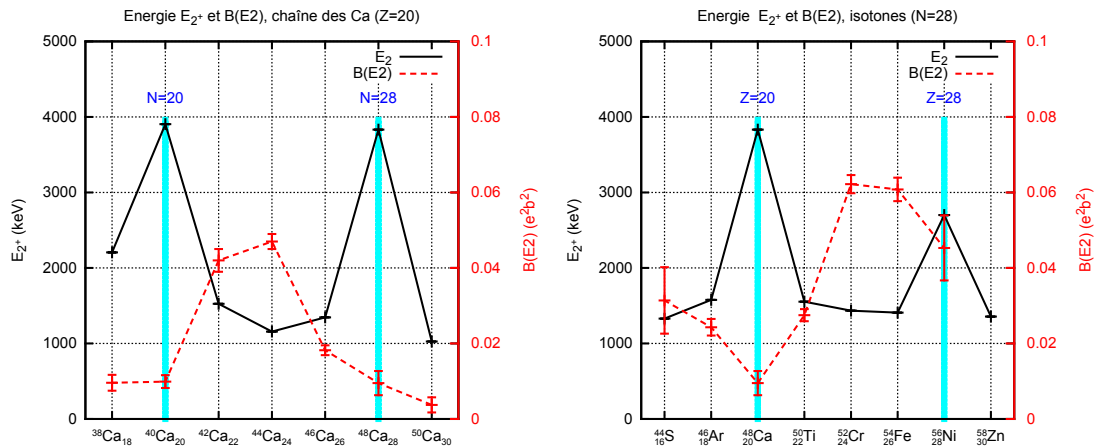


FIGURE 6.1 – Comparaison entre les énergies des premiers 2_1^+ (en noir) et leur probabilité de transition réduite (en rouge). A gauche : dans la chaîne des calcium ($Z = 20$), à droite pour les isotones $N = 28$. Les nombres magiques sont mis en exergue par des lignes bleues.

si l'on regarde les isotones $N = 28$ [187], figure 6.1 (droite) : le minimum local de $B(E2) \uparrow$ a été mesuré pour le $^{48}\text{Ca}_{28}$, pour lequel l'énergie du 2_1^+ est également maximale. A noter que pour le $^{56}\text{Ni}_{28}$ doublement magique $Z, N = 28$, si l'énergie est bien maximale l'absence de mesure du $B(E2) \uparrow$ pour le $^{58}\text{Zn}_{28}$ ne permet pas a priori d'affirmer que ce dernier est minimal, bien que la tendance le suggère.

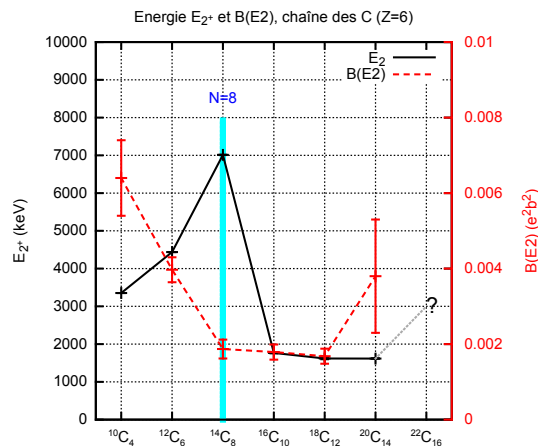


FIGURE 6.2 – Comparaison entre l'énergie des premiers 2^+ (en noir) et leur probabilité de transition réduite (en rouge) dans la chaîne des carbone ($Z = 6$). $N = 8$, magique, est mis en exergue par une ligne bleue. Ces valeurs sont celles récemment obtenues, la valeur de l'énergie pour le ^{22}C n'est ici mentionné que de manière théorique (cf. texte).

Pour les carbones, $Z = 6$ n'est pas un nombre magique mais $N = 8$ l'est dans le cas du ${}^6_6\text{C}_8$. La systématique des énergies des 2_1^+ et $B(E2) \uparrow$ pour les isotopes de carbone est présentée sur la figure 6.2. On voit clairement que l'énergie est maximale pour le ${}^{14}_6\text{C}_8$. Pour les $B(E2) \uparrow$, les valeurs présentées extraites d'une récente compilation [187] incluent les résultats présentés en aval dans cette section. L'analyse de leur évolution avec N est plus complexe, notamment parce qu'elles ne présentent pas de minimum clair pour $N = 8$, mais plutôt des valeurs faibles et comparables de $N = 8$ à $N = 12$. L'énergie du 2_1^+ du ${}^{22}\text{C}$ reste à déterminer (certains éléments sont par ailleurs présentés dans la section 6.6), mais différentes théories [40, 103, 256] prédisent une augmentation de cette dernière, compatible avec une fermeture de sous-couche $N = 16$.

6.1.2 Premiers résultats pour le ${}^{16}\text{C}$

6.1.2.1 Méthodes

Plusieurs méthodes existent pour déterminer les probabilités de transition réduite. Comme souvent, chacune possède ses défauts et qualités. Une méthode « classique » consiste à mesurer (in)directement le temps de demi-vie τ de l'état, *via* sa décroissance gamma. La relation entre τ et $B(E2) \uparrow$ s'exprimant par :

$$\tau = \frac{75\hbar}{4\pi} \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^5 \frac{1}{B(E2)} \quad (6.1)$$

Au-delà des difficultés expérimentales, dont certaines seront décrites plus loin, l'hypothèse principalement faite est que l'observation de la décroissance gamma de l'état d'intérêt peut être directement reliée à sa probabilité d'excitation par :

$$B(E2) \uparrow = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} B(E2) \downarrow \quad (6.2)$$

avec J_i, J_f moment cinétique total de l'état initial et final respectivement.

Une second procédé est l'excitation Coulombienne, où les noyaux sont excités par le champ électromagnétique produit lors de la collision de deux noyaux atomiques. Cette méthode excite prioritairement les états de petit L . Le lien avec le $B(E2)$ se fait par la section efficace d'excitation Coulombienne, en introduisant notamment le paramètre de déformation Coulombien β_C^\dagger :

$$\beta_C = \frac{4}{3} \frac{\pi}{ZR_0^2} \sqrt{\frac{B(E2)}{e^2}} \quad (6.3)$$

†. β , qu'il soit nucléaire ou Coulombien est la fraction de la moyenne quadratique de la déformation.

où Z est la charge du noyau étudié et R_0 son rayon dans l'état fondamental. La section efficace est directement reliée à ce paramètre par :

$$\sigma \propto \beta_C^2 \quad (6.4)$$

les coefficients de proportionnalité faisant notamment intervenir le nombre de photons virtuels (cf. section 7.3).

Cette méthode développée dans les années 50 a connu un regain d'intérêt avec l'avènement des faisceaux secondaires. Sa principale difficulté réside dans l'extraction de la section efficace Coulombienne « pure » exempte de contribution nucléaire. C'est notamment pour cette raison que la première expérience présentée ici cherche à mesurer indirectement le temps de demi-vie.

Il est important de noter que la déformation β_C à laquelle cette méthode donne accès est Coulombienne et correspond à sonder la distribution en protons du noyau [30] (cf. équation (6.5)). Ceci suggère qu'une autre déformation « indépendante » existe, qui dépend de la seconde interaction présente dans le noyau et plus sensible à la distribution des neutrons : la déformation nucléaire β_N . La seconde expérience présentée ici permet ainsi d'accéder à cette valeur.

La troisième expérience est une excitation Coulombienne qui, si elle est effectuée dans certaines conditions, permet d'accéder à la fois à β_C et β_N .

Le choix de l'ordre de présentation de ces expériences est à dessein non chronologique mais didactique.

6.1.2.2 Temps de demi-vie avec « recoil shadow method »

N. Imai *et al* PRL 92 (2004) 062501

Le temps de demi-vie des états 2^+ des noyaux pairs–pairs est généralement beaucoup trop court pour être mesuré directement. La décroissance de cet état, s'il est situé au dessous du seuil d'émission de particule, s'effectue ici par gamma. L'astuce expérimentale consiste donc le plus souvent à observer non pas à quel moment ce gamma est émis mais où, lorsque le noyau émetteur est en mouvement, celui-ci est émis. Une bonne connaissance de la vitesse de la source émettrice permet de remonter au temps d'émission.

La technique utilisée ici, dénommée « recoil shadow method », consiste à masquer une partie de la distance de vol du noyau (ici le ^{16}C), voir schémas en figure 6.3. Si aucun (ou du moins une quantité négligeable) gamma n'est observé alors le temps de demi-vie est bien plus court que le temps nécessaire au noyau pour atteindre une région en aval de la cible où l'émission gamma pourrait être observée (figure 6.3 à gauche). *A contrario*, si une grande proportion des gammas est observée le temps de demi-vie est bien supérieur au temps nécessaire (figure 6.3 à droite). Le raisonnement est fait ici pour un détecteur mais cela

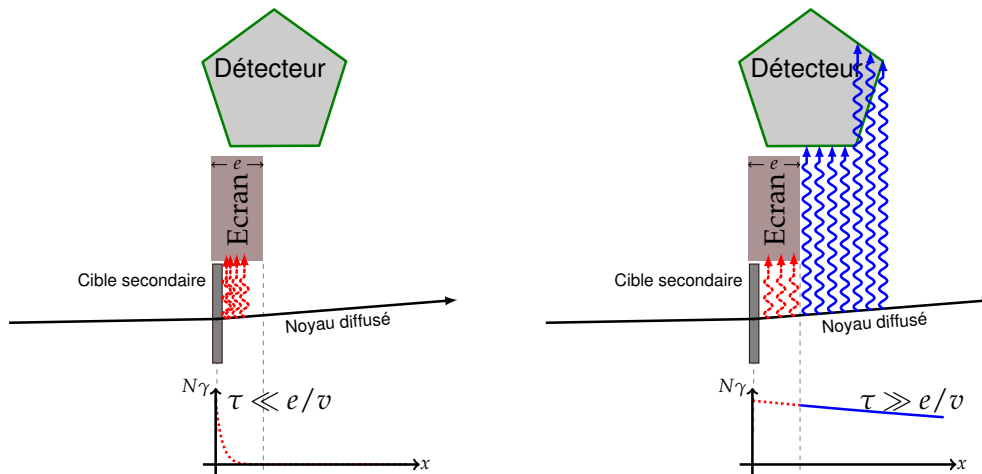


FIGURE 6.3 – Illustration du principe pour la « recoil shadow method ». A gauche, le temps de demi-vie τ de l'état émettant un gamma est très court et la majorité des gamma sont émis dans ou juste après la cible. Ils sont donc masqués par l'écran et invisibles au détecteur. A droite, τ est long et si des gammas sont émis au début (en pointillés rouge) la majorité est émise après l'écran et donc visible par le détecteur.

est également vrai pour un multi-détecteur placé notamment à des distances différentes sur l'axe faisceau. Souvent plusieurs mesures intermédiaires avec des écrantages d'épaisseurs différentes sont nécessaires pour obtenir une mesure quantitative de la durée de vie. Cette méthode nécessite également de simuler le dispositif expérimental et de connaître l'énergie de l'état d'intérêt auparavant.

L'expérience décrite ici a nécessité une faisceau secondaire de ^{16}C , produit avec une énergie cinétique de 34.6 MeV/nucléon, à partir d'un faisceau primaire de ^{18}O à 100 MeV/nucléon. La cible secondaire utilisée pour exciter l'isotope de carbone était du ^9Be , afin de réduire la diffusion du faisceau incident. Les trajectoires du faisceau entrant et des projectiles sortants de la cible étaient obtenues à l'aide de PPAC et le temps de référence donné par un plastique disposé avant la cible. Le multi-détecteur gamma était composé de deux couronnes R_1 et R_2 , formées par 14 et 18 détecteurs NaI respectivement. L'identification des noyaux d'intérêt en sortie de cible était possible grâce à un hodoscope plastique placé

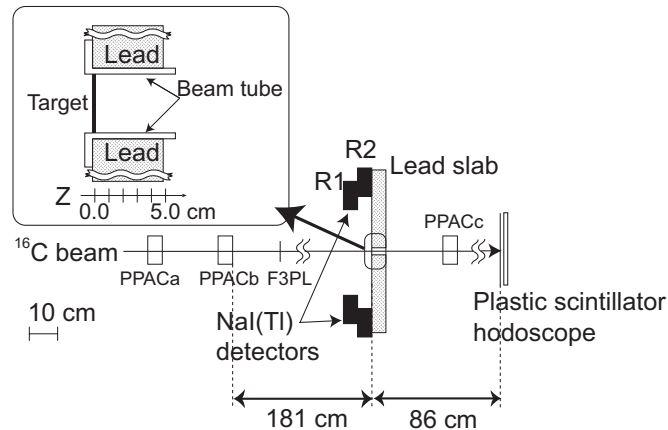


FIGURE 6.4 – Schéma de l'expérience d'Imai *et al.*, figure extraite de la thèse de N. Imai [95].

en aval. Un schéma de l'expérience est présenté en figure 6.4. Deux mesures indépendantes avec la cible à $z = 0$ et $z = 1$ cm furent réalisées. La décroissance du 2_1^+ a été clairement identifiée à partir du gamma de 1766 keV. La comparaison du rapport des taux de comptage gamma pour les couronnes R_1 et R_2 avec des simulations GEANT 4 [3] permet de déduire le temps de demi-vie. Le graphique correspondant, extrait de l'article [96], est présenté sur la figure 6.5.

Les deux mesures donnent, dans la limite des barres d'erreur, des valeurs similaires. La valeur finale adoptée dans ce travail est alors $\tau = 77 \pm 14(\text{stat}) \pm 19(\text{syst})$ ps. A partir de l'équation (6.1) $\tau = 77$ ps donne un $B(E2)$ de $0.63e^2\text{fm}^4$ soit 0.26 unités de Weisskopf (W.u.). Cette dernière valeur est, comme le montre l'article, la valeur de probabilité de transition réduite la plus faible connue au moment de la publication de l'article (2004), autour d'un ordre de grandeur sur les noyaux magiques en proton (exemple pour ^{16}O : 3.17 W.u.). Une manière de voir les choses est notamment de traduire cette valeur en terme de longueur de déformation Coulombienne $\beta_C = 0.14$, ce qui implique que la distribution de charge est très sphérique. Nous reviendrons sur cette remarque dans les articles suivants, lorsque nous comparons les déformations des distributions proton et neutron.

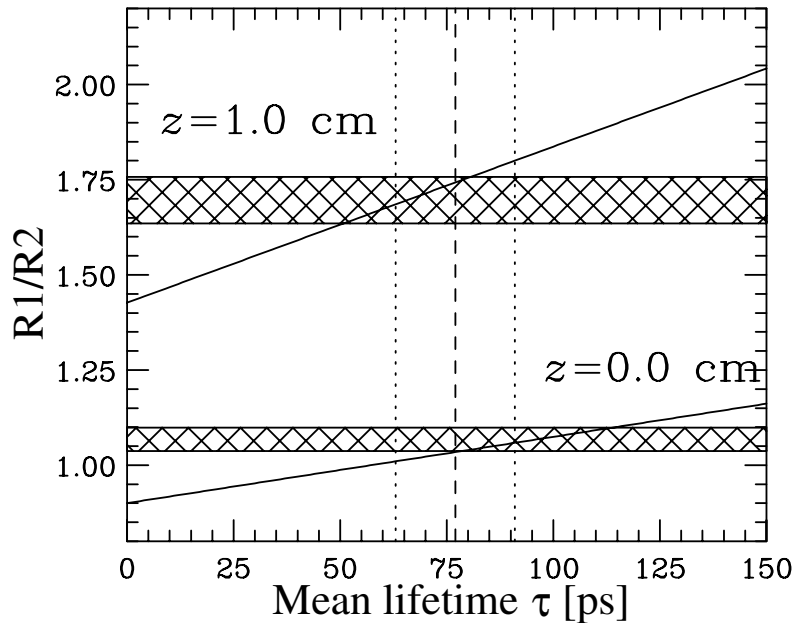


FIGURE 6.5 – Rapports taux de comptage gamma pour les couronnes R_1 et R_2 mesurés pour deux distances de cible (région hachurée), comparé aux simulations Monte-Carlo (lignes pleines). Figure extraite de [96].

6.1.2.3 Déformation nucléaire : diffusion inélastique H. Ong *et al* PRC 73 (2006) 024610

L'expérience précédente permet de déduire la déformation de la distribution de charge et donc indirectement la déformation de la distribution en proton. L'interaction proton-neutron étant plus forte que l'interaction neutron-neutron ou proton-proton, une bonne sonde pour déduire la distribution des neutrons est le proton[†] et donc une réaction de diffusion (inélastique) de protons. L'expérience décrite ici est une réaction de ce type, en cinématique inverse, où un faisceau de ^{16}C à 33 MeV/nucléon était envoyé sur une cible d'hydrogène liquide. Le faisceau n'étant qu'à $\approx 25\%$ pur, l'identification des particules incidentes a été faite grâce au temps de vol et l'énergie déposée dans un plastique en amont de la cible. Pour les particules sortant de la cible (fragment et proton), un PPAC et un ensemble de 4 épaisseurs de silicium étaient placés après la cible. Enfin, 105 détecteurs NaI, provenant du détecteur DALI2 [219] entouraient la cible afin de détecter le gamma de décroissance du 2_1^+ .

†. Qui plus est $Z = 1$ ce qui rend l'excitation Coulombienne négligeable.

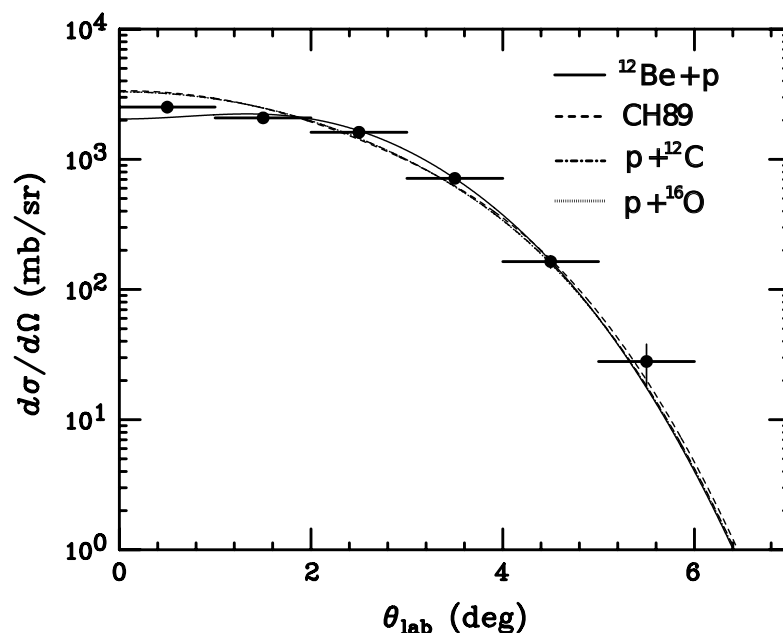


FIGURE 6.6 – Section efficace de diffusion inélastique proton du $^{16}\text{C}^*$. Les courbes superposées aux données représentent des calculs DWBA obtenus avec différents potentiels optiques. Figure extraite de [172].

Les résultats concernant la déformation nucléaire de l'état d'intérêt sont obtenus en comparant avec des calculs théoriques les sections efficaces différentielles $d\sigma/d\Omega(\theta)$ pour la diffusion inélastique du ^{16}C , identifiée à partir de la décroissance gamma. Ces derniers sont présentés sur la figure 6.6. L'ajustement de ces distributions avec des calculs DWBA ont permis de déduire le paramètre de déformation nucléaire β_N , suivant les mêmes arguments que ceux proposés avec l'équation (6.4) pour β_C . A partir de β_N, β_C il est possible de calculer le rapport des matrices de transition proton et neutron (respectivement M_p et M_n) à partir de l'équation [30] :

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{b_p}{b_n} \left[\frac{\delta_{\text{sonde}}}{\delta_{\text{em}}} \left(1 + \frac{b_n N}{b_p Z} \right) - 1 \right] = \frac{N}{Z} \left\| \frac{\beta_n}{\beta_p} \right\| \quad (6.5)$$

δ sont les longueurs de déformation $\delta = R * \beta$ et b_n/b_p est le rapport des intensités d'interaction de la sonde utilisée pour des neutrons et des protons. Il vaut environ 3 [30] pour pp' et environ $N_{\text{sonde}}/Z_{\text{sonde}}$ pour une excitation à partir d'un ion lourd avec $(N_{\text{sonde}}, Z_{\text{sonde}})$; N, Z sont le nombre de neutrons et de protons du noyau d'intérêt. Le résultat obtenu en combinant celui de cette expérience ainsi que la précédente est présenté sur la figure 6.7, comparé aux valeurs des autres noyaux pairs-pairs alors mesurés. Du fait du très long temps de demi-vie du 2_1^+ cette valeur (4.0 ± 0.8) est sans surprise très différente des autres (tous autour de 1).

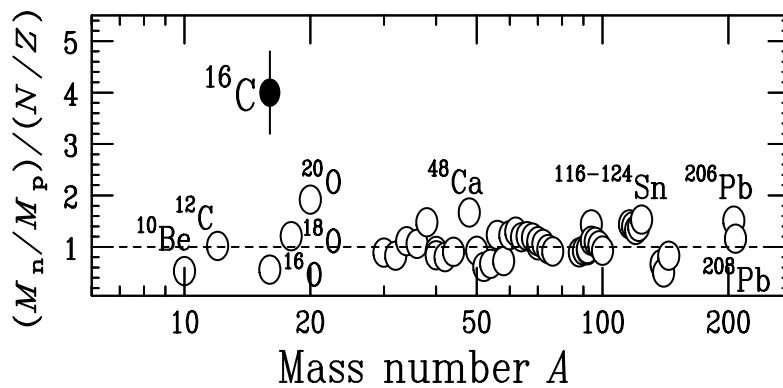


FIGURE 6.7 – M_n/M_p pour les 2_1^+ des noyaux pair-pair. Le point noir représente le résultat obtenu en 2006. Figure extraite de [172].

6.1.2.4 Confirmation : excitation Coulombienne Z. Elekes *et al.* PLB 586 (2006) 34

Cette troisième expérience est une excitation Coulombienne, qui toujours du fait de la nature radioactive du noyau sondé, a été effectuée elle aussi avec le noyau d'intérêt sous forme de faisceau. Ce faisceau secondaire de ^{16}C à 52.7 MeV/nucléon[†] (4×10^4 pps) a été obtenu à partir de la fragmentation d'un faisceau d' ^{18}O et sélectionné par le séparateur RIPS à RIKEN. Puis ce dernier était envoyé vers une cible de plomb. Cette sonde étant fortement chargée ($Z = 82$) et lourde, le noyau d'intérêt y subit à la fois une excitation Coulombienne ($\sigma_C \propto Z^2$) et nucléaire ($\sigma_N \propto A^{2/3}$), permettant de mesurer simultanément β_C et β_N .

†. Pour l'excitation Coulombienne, la section efficace augmente avec l'énergie incidente, voir 7.3.

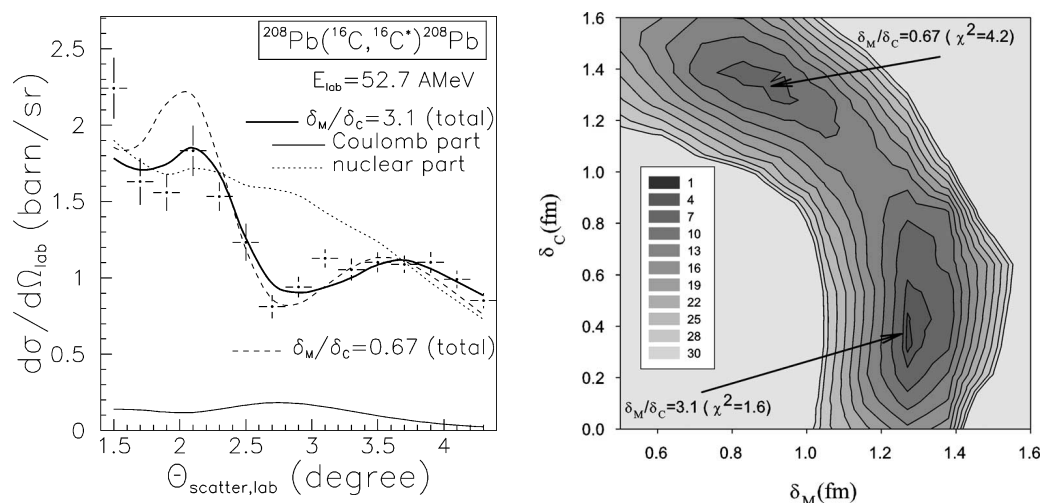


FIGURE 6.8 – A gauche : distribution angulaire pour la diffusion inélastique du ^{16}C sur une cible de Plomb. Les lignes représentent des calculs DWBA avec différentes hypothèses sur les déformations Coulombienne et nucléaire (β_C et β_N , voir texte pour les détails). A droite : distribution du χ^2 lors de la comparaison des données à gauche avec les différentes hypothèses sur $\delta_C = R_C\beta_C$ et $\delta_M = R_N\beta_N$. Figures extraites de [65].

La configuration expérimentale est conceptuellement identique à celle des deux expériences précédentes avec une identification des ions entrants et sortants en sus d'une reconstruction de leur trajectoire. L'excitation du 2_1^+ était observée ici aussi par mesure du gamma de décroissance à l'aide de $^{68}\text{NaI(Tl)}$ entourant la cible.

Le but final de l'expérience était de mesurer la section efficace différentielle de diffusion inélastique du ^{16}C afin de la comparer à des calculs DWBA incluant simultanément β_C et β_N . Les résultats sont présentés sur la figure 6.8. L'hypothèse la plus simple est généralement de considérer dans les calculs que la distribution nucléaire et Coulombienne sont similaires (ce que l'on traduit par des longueurs de déformation $\delta = R\beta$ identiques) mais ici ces deux paramètres ont été laissés libres. Comme le montre la figure 6.8 un ajustement systématique doit être réalisé en comparant données et calculs en faisant varier à la fois β_C et β_N . Deux minima autour de $\delta_M/\delta_C \sim 3.1$ et $\delta_M/\delta_C \sim 0.67$ avec des χ^2 respectivement de 1.6 et 4.4 sont observés.

Ces valeurs de minimisation amènent les auteurs à la conclusion que $\delta_M/\delta_C = 3.1 \pm 0.5$ (en prenant en compte l'évolution du χ^2) est le rapport des déformations le plus probable. En tenant maintenant compte de la normalisation des calculs DWBA sur la distributions angulaire ils en déduisent les valeurs absolues des déformations : $\delta_M = 1.3 \pm 0.15$ fm et $\delta_C = 0.42 \pm 0.05$ fm (figure 6.8). L'équation (6.5) permet ainsi de déduire que $M_n/M_p = 7.6 \pm 1.7$

A noter à propos des distributions angulaires que des calculs avec pour hypothèses extrêmes soit $\beta_C = 0$ soit $\beta_N = 0$ (ce qui revient à dire que l'interaction Coulombienne ou nucléaire respectivement est négligeable) ne reproduisent pas les distributions angulaires expérimentales. Si la première hypothèse ($\beta_C = 0$) semble a priori peu probable, les résultats de la seconde ($\beta_N = 0$) montrent bien qu'à ces énergies l'interaction nucléaire doit être prise en compte, notamment pour produire les interférences observées ici autour de $2 \sim 3^\circ$. Ceci est par ailleurs (re)démonstré dans les conclusions de notre article sur le ^{26}Ne [78].

6.1.3 Re-mesure du temps de demi-vie

6.1.3.1 Réaction de fusion-évaporation, méthode du plunger M. Wiedeking *et al.* PRL 100 (2008) 152501

Les trois expériences, bien que compatibles, présentent des conclusions étonnantes sur un très fort découplage entre la déformation neutron et proton pour le 2_1^+ du ^{16}C . Ces résultats ont valu à l'époque au ^{16}C le surnom de « noyau-œuf » (dur !) où par analogie les protons, peu déformés, sont représentés par le jaune et les neutrons le blanc. Bien que certaines théories présentent des résultats compatibles avec de telles conclusions, les résultats expérimentaux se devaient d'être contre-vérifiés. Les conclusions de l'expérience de Imai *et al.* s'appuyant sur la mesure quasi-direct du temps de demi-vie peuvent par ailleurs apparaître plus solides que celles de Elekes *et al.* où l'on doit passer, pour interpréter les résultats, par des calculs DWBA et un certain nombre d'hypothèses sur les paramètres à utiliser. Dans le premier cependant une bonne simulation est cruciale et peut être source d'erreur.

L'équipe de structure nucléaire de Berkeley (à laquelle j'appartenais à l'époque) a donc décidé de remesurer ce temps de demi-vie avec comme contrainte d'utiliser la méthode la plus simple et la moins sujette à des paramètres potentiellement entachés d'erreurs. Les résultats de l'expérience (dispositif et analyse) se devaient aussi d'être vérifiés avec un noyau connu. La méthode du « plunger », semblable à celle de la « recoil shadow method » (voir figure 6.9) mais plus simple dans son analyse, a donc été choisie. Le ^{16}C quant à lui serait produit par réaction de fusion évaporation. Plusieurs voies de réaction étant possibles, comme le montre la figure 6.9, dans un premier temps pour des raisons à la fois de sécurité[†] et techniques[‡] notre choix s'est porté sur la réaction $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, 2p)^{16}\text{C}^*$. Il s'est cependant avéré que la production de cible auto

†. Le bore est cancérigène, notamment inhalé sous forme de poudre, présente naturellement dans une source d'ion.

‡. Les cibles de lithium fines sont difficiles à mettre en place car fortement réactives.

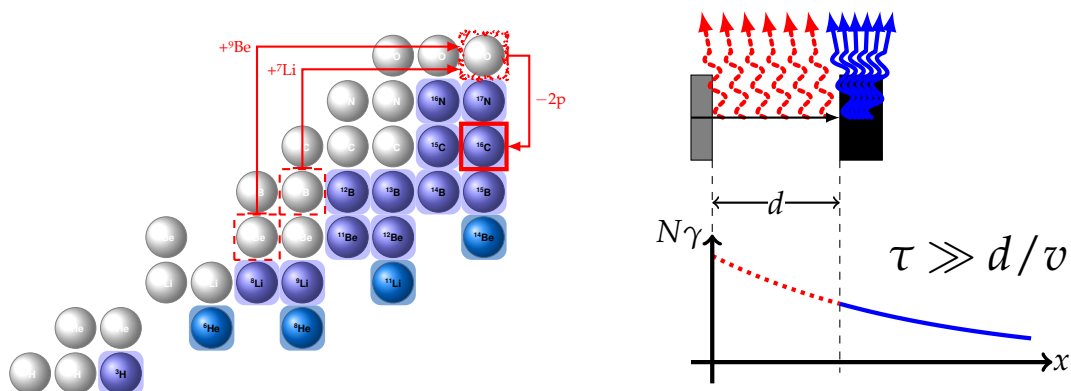


FIGURE 6.9 – A gauche : réactions possibles pour produire le ^{16}C par réaction de fusion-évaporation à partir de noyaux stables. A droite : concept derrière la méthode du « plonger », les gammas émis en vol montrent un effet Doppler (en pointillés rouges) alors que ceux émis dans le plunger le sont à l'arrêt. Le rapport taux Doppler/à l'arrêt permet de déterminer le temps de demi-vie.

supportée fine de bore était impossible et la première tentative d'évaporation sur une substrat de carbone a été un échec[†]. Bien que nous ayons amélioré la technique, ce qui nous a servi pour l'exploration des réactions émettant 3 protons [81], nous avons finalement opté pour la réaction $^9\text{Be}(^9\text{Be}, 2p)^{16}\text{C}^*$. Ce sont les résultats de cette expérience qui sont présentés ici.

A noter que les modèles permettant de prédire les sections efficaces de production, et donc de trouver la meilleure énergie à laquelle conduire l'expérience, sont fondés sur des hypothèses statistiques. La quasi-totalité suppose une fonction continue d'états aux énergies d'intérêt. Si ceci est généralement vrai pour les noyaux « lourds », ce n'est pas vrai pour les noyaux légers et les calculs doivent alors prendre en compte exactement les états présents. D'un point de vue expérimental, nous avons donc été contraints de mesurer la fonction d'excitation avant de conduire l'expérience à proprement dite.

L'expérience s'est déroulée auprès du 88-inch Cyclotron de Berkeley. Le faisceau accéléré était du ^9Be à 4.4 MeV/nuclon et la cible également du ^9Be , d'une épaisseur de $1.35 \pm 0.05 \text{ mg/cm}^2$. Les protons issus de la réaction, caractéristiques de la production du ^{16}C étaient identifiés dans un télescope silicium annulaire (STARS) monté 3 cm en aval de la cible. Une feuille de tantale était placée devant le détecteur silicium pour réduire le passage de particules chargées autre que celles d'intérêt, *i.e.* les protons. Les gammas produits par la dés-excitation du ^{16}C étaient observés à l'aide de 5 détecteurs germaniums (LiBerACE) : deux placés à 40 degrés, un à 90 et deux à 140 degrés autour de la cible. Le « plunger » était constitué d'une feuille de tantale de 41.5 mg/cm^2 ,

†. Près de 15 jours d'expérience pour rien.

6.1. Carbone-16 ($A/Z = 2.7$, cours M2 NAC)

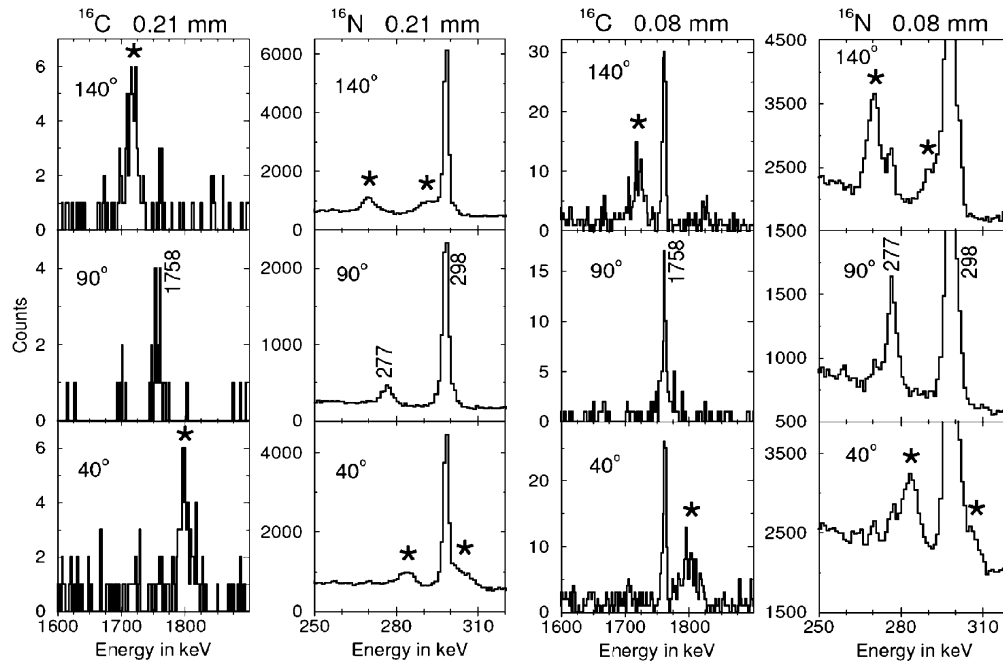


FIGURE 6.10 – Spectres gamma obtenus dans le laboratoire pour les détecteurs Germanium placés respectivement à l’arrière, à 90° et à l’avant de la cible (respectivement en haut, au milieu et en bas). Les gammas émis en vol doivent donc apparaître respectivement à une énergie plus faible, égale et plus grande de celle du centre de masse. La première et seconde colonnes sont pour une distance de plonger de 0.21 mm, la troisième et quatrième pour une distance de 0.08 mm. Pour chaque couple de colonne, celle de droite est pour la voie ^{16}C , celle de gauche ^{16}N . Extrait de [247].

épaisseur suffisante pour arrêter le ^{16}C mais laissant passer les protons. Trois positions ont été mesurées : 0.64 ± 0.01 , 0.21 ± 0.01 , et 0.08 ± 0.01 mm. La première distance, « grande », était planifiée pour confirmer ou infirmer les résultats précédents, soit un temps de demi-vie de 77 ps. Dans cette configuration, 77 % des gamma du ^{16}C aurait dû apparaître stoppés, ce qui n’est pas le cas ici où la très grande majorité des gammas étaient émis en vol. Le temps de demi-vie mesuré ici est donc inférieur à 77 ps.

Les résultats pour les deux autres distances sont présentés sur la figure 6.10 à la fois pour le ^{16}C (première et troisième colonne) et pour un cas test présent dans la réaction, le ^{16}N (deuxième et quatrième colonnes). Les conclusions obtenues à partir des taux de gamma observés comme émis en vol (et donc subissant l’effet Doppler, notés sur la figure par une étoile \star) ou à l’arrêt dans le plonger sont que :

- notre compréhension du dispositif expérimental (efficacité, vitesse du projectile[†], distances du plunger) est suffisante pour reproduire, strictement dans les mêmes conditions expérimentales, les temps de demi-vie de deux des états du ^{16}N avec une précision supérieure à 20%.
- le temps de demi-vie du 2_1^+ du ^{16}C est de 11.7 ± 2.0 ps bien en deçà des 77 ns précédents. Ce résultat est obtenu avec une hypothèse sur des temps de demi-vie pour les états d'énergie supérieure susceptibles de décroître *via* le 2_1^+ bien inférieurs à celui du 2_1^+ .

A noter que l'hypothèse sur le feeding est également faite pour le ^{16}N avec des résultats raisonnables. Des états d'énergie supérieure sont bien observés dans la réaction mais leur spectre gamma montre systématiquement un effet Doppler, impliquant avec les conditions expérimentales présentes que le temps de demi-vie doit être inférieur à 4 ps. Dans le pire des cas, soit 4 ps, le temps de demi-vie du 2_1^+ descendrait à ≈ 9 ps, ce qui ne changerait pas les conclusions. Nous conserverons donc 11.7 ± 2.0 ps comme valeur pour la suite des discussions.

6.1.3.2 Confirmation avec la « recoil shadow method » H. Ong *et al* PRC 78 (2008) 014308

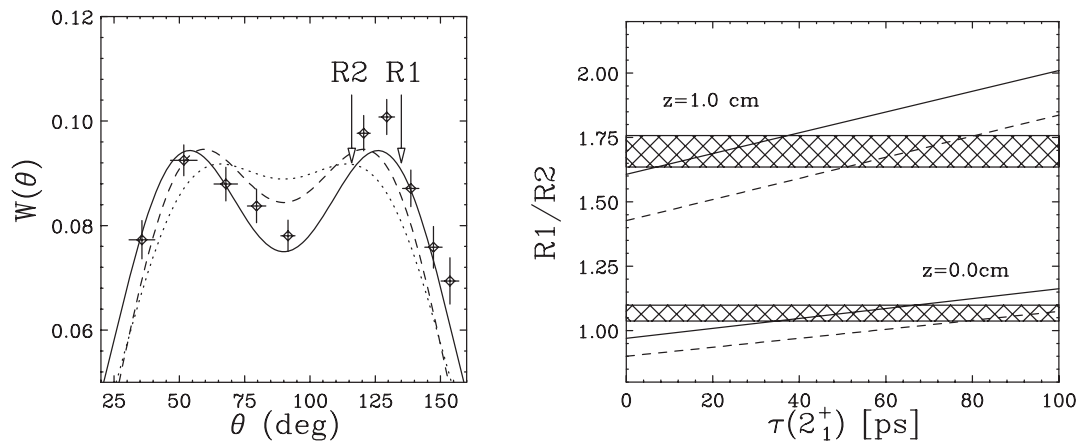


FIGURE 6.11 – A gauche : distribution angulaire des gammas dans le référentiel du laboratoire : expérimentale (points), théorique (lignes en tirets et en pointillés) et ajustée avec un polynôme de Legendre (ligne pleine). A droite : rapports taux de comptage gamma pour les couronnes R_1 et R_2 mesurés pour deux distances de cible (région hachurée), comparés aux simulations Monte-Carlo utilisant les paramètres déduits de [173] (lignes pleines) et calculés dans [96] (lignes en tirets). Extrait de [173].

†. Qui peut d'ailleurs être directement déduite de l'effet Doppler.

Le premier résultat sur le temps de demi-vie du 2_1^+ du ^{16}C avec le méthode RSM étant bien au delà des systématiques, il se devait d'être vérifié. Une autre expérience, avec comme objectif principal la mesure du temps de demi-vie du 2_1^+ dans le ^{18}C a été donc programmé au RIKEN, dans des conditions similaires. La différence principale tenant cette fois ci au détecteur DALI2, plus complet et composé cette fois là de 130 NaI disposés en dix couronnes couvrant des angles approximativement de $15^\circ - 85^\circ$ et $100^\circ - 170^\circ$ dans le référentiel du laboratoire. Deux méthodes ont été utilisées pour produire le ^{16}C dans un état excité : soit par diffusion inélastique d'un faisceau de ^{16}C sur une cible de béryllium de 370 mg/cm^2 , soit par cassure (*breakup*) du faisceau de ^{18}C , les deux faisceaux étant produits autour de 75 MeV/nucleon . Nous le verrons certains des paramètres déduits lors de ces expériences ont également permis de ré-analyser la première expérience de RSM. Enfin cette expérience a également mesuré *en parallèle* le temps de demi-vie du 3^- du ^{16}N , tabulé, et peuplé par la réaction du ^{18}C sur la cible secondaire avec des erreurs statistiques et systématiques inférieures à 20 %, confirmant la méthode et l'analyse utilisées.

Les résultats obtenus permettent de déduire un temps de demi-vie de $17.6 \pm 1.6 \pm 4.6 \text{ ps}$ et $19.6 \pm 3.0 \pm 4.5 \text{ ps}$ respectivement, ce qui est près de quatre fois moins que la première mesure. Ces mesures sont compatibles avec l'expérience de Berkeley. L'explication donnée dans l'article, confirmée sur les données précédentes de Imai *et al.* est : bien que la distribution angulaire des gammas émis ait été calculée et prise en compte dans les simulations, ces dernières ne reproduisent pas correctement l'expérience. Cette assertion est vérifiée sur le figure 6.11 (à gauche) où deux calculs réalisés avec des paramètres optiques différents (en tirets et pointillés) sont comparés aux données et à un ajustement polynomial de Legendre (ligne pleine). Autour de 90° la théorie ne reproduit pas suffisamment la forme des données. Or lors de la première expérience seulement deux couronnes de NaI ont été utilisées et comme elles étaient situées dans une région en angle (notées R_1 et R_2 sur la figure 6.11) où la déviation n'est pas minimale l'erreur commise explique la différence entre les résultats. La distribution angulaire obtenue ici est ensuite réinjectée dans la simulation du premier article. Les résultats sont présentés sur la figure 6.11 (droite). Les régions hachurées correspondent aux données (identiques à la figure 6.5), les droites pleines aux nouvelles simulations et les droites en tirets aux anciennes. On y voit clairement l'effet sur la mesure. Le résultat obtenu ici est de $34 \pm 14 \pm 9 \text{ ps}$ qui, sans être compatible avec les nouvelles mesures, est plus petit d'un facteur 2 environ. Ce qui va dans la bonne direction.

6.1.4 Conclusion

L'ensemble des valeurs mesurées pour les déformations proton et neutron de 2_1^+ du ^{16}C sont présentées sur le tableau 6.1, dans l'ordre du texte.

TABLE 6.1 – Tableau résumant l'ensemble des mesures présentées ici. RSM est l'acronyme de « recoil shadow method »

Technique(s)	Réaction	Paramètres mesuré(s), déduits			Réf.
		δ_C (fm)	δ_{sonde} (fm)	M_n/M_p	
a) Diff. Ion lourd + RSM	$^9\text{Be}(^{16}\text{C}, ^{16}\text{C}^*)^9\text{Be}$	0.14 ± 0.06			[96]
b) Diff. proton + $d\sigma/d\Omega$	$p(^{16}\text{C}, ^{16}\text{C}^*)p'$		1.44 ± 0.17	6.7 ± 1.3	[172]
c) Diff. Coulombienne/nucléaire + $d\sigma/d\Omega$	$^{208}\text{Pb}(^{16}\text{C}, ^{16}\text{C}^*)^{208}\text{Pb}$	0.42 ± 0.05	1.30 ± 0.15	7.6 ± 1.7	[65]
d) Fusion-évaporation + Plunger	$^9\text{Be}(^9\text{Be}, 2p)^{16}\text{C}^*$	0.35 ± 0.03		2.8 ± 0.8	[172, 247]
e) Diff. ion lourd + RSM	$^9\text{Be}(^{16}\text{C}, ^{16}\text{C}^*)^9\text{Be}$	0.85 ± 0.10		3.2 ± 0.8	[172, 173]
f) <i>Breakup</i> + RSM	$^9\text{Be}(^{18}\text{C}, ^{16}\text{C}^*)^9\text{Be}$	0.80 ± 0.11		3.4 ± 0.9	[172, 173]
g) Diff. ion lourd + RSM	$^9\text{Be}(^{16}\text{C}, ^{16}\text{C}^*)^9\text{Be}$	0.61 ± 0.15		4.8 ± 1.8	[96, 172, 173]

Nous voyons donc que, si nous mettons de côté les considérations expérimentales décrites précédemment, une moyenne même pondérée tenant en compte des barres d'erreur donne une valeur de $M_n/M_p = 4.3 \pm 1.3$. Cette valeur est, d'après les conclusions des derniers articles, certainement trop importante et rend compte d'une déformation neutron excessive difficile à expliquer théoriquement. L'histoire du ^{16}C contée ici, tout en illustrant les difficultés expérimentales auxquelles les physiciens nucléaires expérimentateurs sont confrontés, montre également que l'utilisation d'une observable expérimentale pour déduire des propriétés interactions nucléaires plus générales ne peut se soustraire à la critique des méthodes d'obtention. Cette dernière composante de la recherche est difficilement quantifiable et nécessite de l'expérience et du recul sur la tâche à accomplir.

6.2 Carbones–17,19

Les résultats obtenus sur les carbones 17 et 19 présentés ici sont essentiellement ceux constituant la thèse de Hwang[93] et Kim[111] obtenues à Seoul National University en 2015 à partir des données de l'expérience DayOne. Dans les grandes lignes les choix faits dans les analyses sont semblables à ceux présentés pour les isotopes de Bore. Des différences existent et seront présentées si elles impactent soit les conclusions soit les raisonnements. Le lecteur trouvera cependant tous les détails nécessaires dans leurs manuscrits [93, 111].

À noter que je n'ai pas encadré activement ces deux étudiants, en dehors de discussions régulières notamment à la faveur d'un séjour à Seoul National University en Juin 2013 ou lors des campagnes SAMURAI ultérieures. Je me permet de parler de leurs travaux ici en tant que coauteur et co-partenaire de l'expérience DayOne mais également parce qu'ils me fournissent un lien entre le ^{16}C et les $^{21,22}\text{C}$.

6.2.1 Spectroscopie du ^{17}C par réaction *knockout* d'un neutron : Thèse de S. Kim

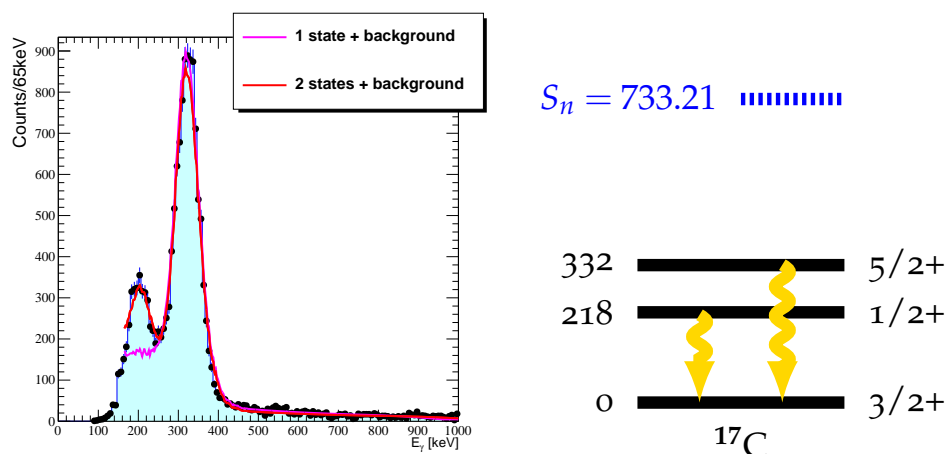


FIGURE 6.12 – À gauche : spectre en énergie gamma en coïncidence avec le ^{17}C à partir du faisceau ^{18}C . Deux ajustements sont faits : en ligne magenta en supposant un seul gamma et en ligne rouge avec deux gammas. Dans les deux cas un fond expérimental est ajusté. À droite : états au-dessous du seuil neutron et gamma émis dans la décroissance, les énergies sont en keV.

Le ^{17}C avec un seuil d'émission pourtant très bas ($S_n = 735 \pm 18 \text{ keV}$) possède deux états liés décroissant par émission gamma (voir figure 6.12 à droite). Nous présentons ici les résultats de la thèse de S. Kim, dont certaines conclusions sont encore préliminaires, complétés par une étude des gammas du ^{17}C .

Nous présentons sur la figure 6.12 à gauche le spectre en énergie gamma pour la réaction $^{18}\text{C} \rightarrow ^{17}\text{C} + \gamma$ pour des modules DALI2 à l'avant ($\theta_{\text{lab}} < 60^\circ$) afin de s'affranchir au maximum des effets liés aux seuils de détection, fixé ici dans l'analyse à 200 keV (labo). À droite est représenté le spectre des états du ^{17}C en dessous du seuil d'émission neutron. À noter que cette partie du spectre est notamment confirmée par la thèse de X. Pereira-López[†] [180] dans l'analyse de la réaction de transfert $^{16}\text{C}(d,p)^{17}\text{C}$.

Le spectre gamma présente deux structures : une autour de 220 keV et un autre vers 330 keV, ajustées avec deux simulations (en supposant que les temps de demi-vie des états sont ceux trouvés dans l'article [205] et listés dans la table 6.2) et un fond obtenu dans une réaction produisant un ^{17}C mais pas de gamma (ligne rouge sur la figure 6.12). Le front Compton d'un gamma de 330 keV se situant autour de 200 keV il est légitime de s'interroger sur la première structure. Cependant l'hypothèse d'un seul état visible n'est pas soutenue par l'ajustement sur des simulations (ligne magenta). A noter qu'avec l'hypothèse que le temps de demi-vie est de l'ordre de 400 ps un décalage en énergie d'environ 20 keV est nécessaire pour reproduire le spectre. Il est intéressant également de remarquer qu'un article récent [90] présente un spectre gamma corrigé Doppler aux énergie de GSI mais ne semble présenter aucune distorsion dû au temps de demi-vie.

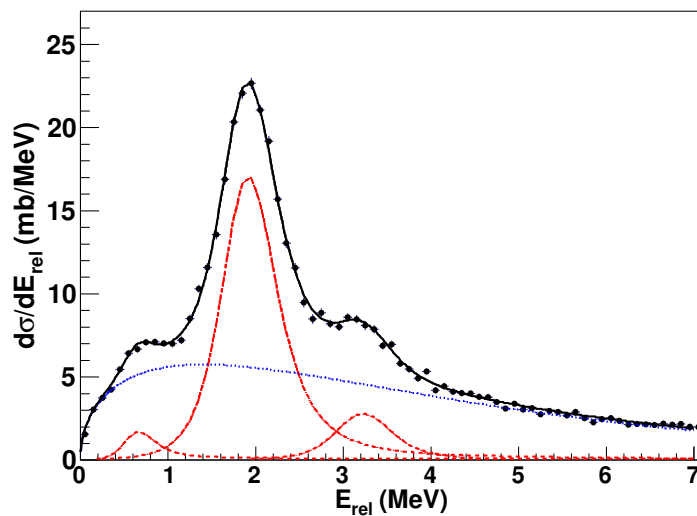


FIGURE 6.13 – Spectre en énergie relative entre un fragment de ^{16}C et un neutron, produit à partir du ^{18}C et ajusté avec trois différentes contributions, voir le texte pour les détails. Extrait de [111].

[†]. Etudiant co-encadrée dans le groupe de structure du LPC CAEN par mon collègue F. Delaunay

La figure 6.13 présente le spectre en énergie relative entre un ^{16}C et un neutron, correspondant donc aux états du ^{17}C au dessus du seuil d'émission neutron. Ce spectre est ajusté avec un fond Maxwellien en $aE_r e^{-bE_r}$ et trois Breit-Wigner dont les caractéristiques sont données dans le tableau 6.2. La structure autour de 0.5 MeV est en forte coïncidence avec les gammas émis par le noyau fils de ^{16}C et correspond donc à un état d'énergie d'excitation supérieure ici 3.16 ± 0.05 MeV. Ceci ne semble pas le cas des autres structures.

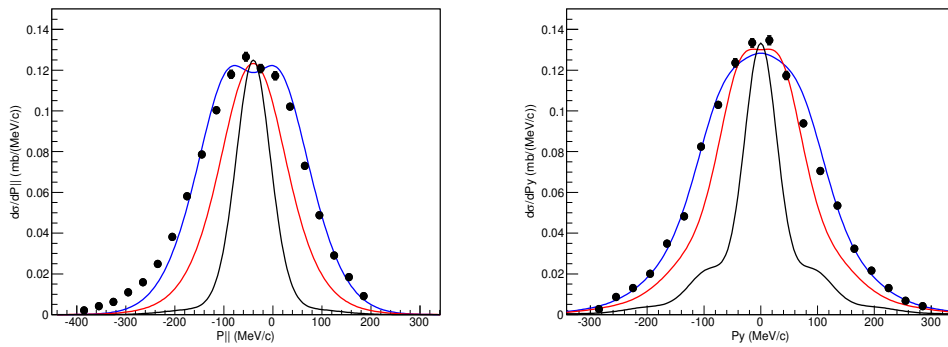


FIGURE 6.14 – Distributions expérimentales (points) en moment parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) pour l'état lié à $E_x = 321.3 \pm 1.8$ keV comparés aux calculs pour $\ell = 0, 1$ et 2 (lignes noires rouges et bleues respectivement). Extrait de [111].

Les autres caractéristiques sont obtenues notamment à partir de l'analyse des spectres en moment parallèle et perpendiculaire, caractéristique du neutron arraché dans la réaction. Cette analyse est dans un premier temps effectuée sur l'état lié à 330 keV (figure 6.14). On constate sur cette figure qu'une distribution de type $\ell = 2$ est plus à même de reproduire les données et sachant que l'on par du ^{18}C , ceci est donc compatible avec un état $5/2^+$.

La même analyse est conduite pour les états au dessus du seuil, dont un des résultats est illustrés sur la figure 6.15 pour $E_r = 3.23$ MeV et permet de conclure quand aux spin-parité des états listés sur la tableau 6.2.

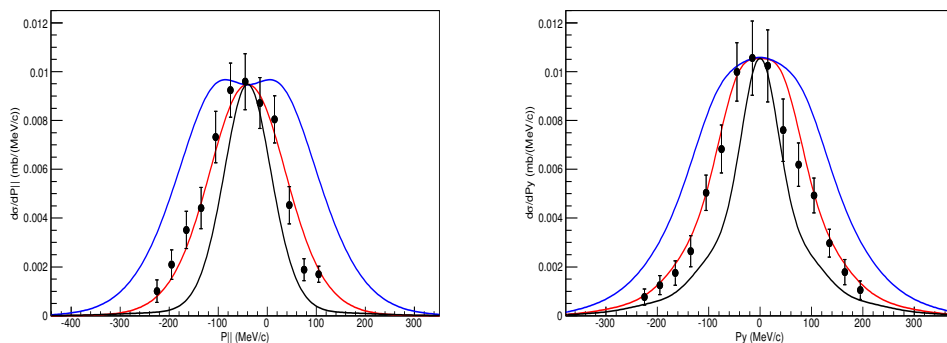


FIGURE 6.15 – Distributions expérimentales (points) en moment parallèle (gauche) et perpendiculaire (droite) pour l'état non lié à $E_r = 3.23 \pm 0.01$ MeV, comparés aux calculs pour $\ell = 0, 1$ et 2 (lignes noires rouges et bleues respectivement) . Extrait de [111].

TABLE 6.2 – Liste des propriétés des états du Carbone-17 observés dans cette expérience. La majorité sont analysés dans la thèse de S. Kim [111], sauf celui noté (\diamond) : la première colonne correspond à l'énergie d'excitation mesurée ou déduite, la deuxième l'énergie relative pour les états au-dessus du seuil, la troisième la largeur, la quatrième la section efficace de *knock-out* d'un neutron correspondante et enfin le spin-parité correspondant.

E_x (MeV)	E_r (MeV)	Γ (MeV)	$\tau_{1/2}$ (ps)	σ_{-1n} (mb)	J^π
0.229 ± 0.010 \diamond			366^{+15}_{-10}		$1/2^+$
0.330 ± 0.002			15.1^{+24}_{-23}	$24.2^{+10.0}_{-0.1}$	$5/2^+$
----- $S_n = 735 \pm 18$ keV -----					
2.66 ± 0.02	1.920 ± 0.013	$0.31^{+0.06}_{0.03}$		$16.3^{+2.1}_{-1.5}$	$1/2^-$
3.16 ± 0.05	0.66 ± 0.05	$0.86^{+0.10}_{0.20}$		$1.3^{+0.6}_{-0.4}$	$9/2^+$
3.97 ± 0.03	3.23 ± 0.03	$0.10^{+0.15}_{0.09}$		$2.5^{+0.6}_{-0.6}$	$3/2^+$

6.2.2 Etude du ^{19}C par réaction *knockout* d'un neutron à partir du ^{20}C :

J. Hwang *et al.* PLB 769 (2017) 503 & Thèse

Le noyau de ^{19}C est l'isotope de carbone de masse impaire lié le plus lourd et l'élément lié le plus léger de la chaîne isotopique $N = 13$. Structuellement, il est l'un des uniques noyaux à halo de *un* neutron [25, 27, 146] avec un seuil d'émission neutron $S_n = 0.58 \pm 0.09$ MeV [18] et un état fondamental $J^\pi = 1/2^+$ [142, 167]. Les états en particules indépendantes du ^{19}C ont été étudiés ici à

partir des propriétés du neutron arraché par un cible de carbone au ^{20}C , afin de produire le ^{19}C . Le dispositif expérimental est celui de l'expérience DayOne où le ^{20}C était produit à 280 MeV/nucléon. L'analyse s'est essentiellement effectuée au travers des spectres de masse invariante, construite à partir du fragment de ^{18}C et d'un neutron, ainsi que des spectres en moment.

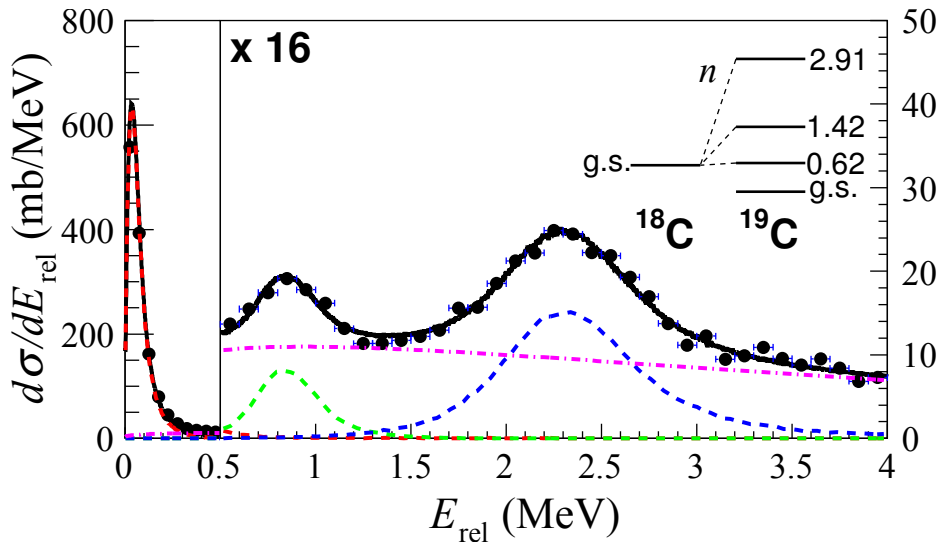


FIGURE 6.16 – Spectre en énergie relative entre un fragment ^{18}C et un neutron, ajusté avec différentes contributions (cf. texte pour les détails) . Extrait de [93].

Le spectre en énergie relative fragment–neutron est présenté sur la figure 6.16. Ce spectre est ajusté avec quatre contributions : trois états (à 0.036 ± 0.001 MeV en rouge, 0.84 ± 0.04 MeV en vert et 2.31 ± 0.03 MeV en bleu) et un fond Maxwellien (magenta). L'étude des gammas émis dans la réaction montre qu'aucun n'est émis par le fragment de ^{18}C quand l'état de plus basse et de plus haute énergies sont peuplés et correspondent donc aux états excités à 0.62 ± 0.09 MeV et 2.89 ± 0.10 MeV respectivement. Le troisième état en revanche peuple à 100% le 2^+ du ^{18}C .

En évaluant le nombre d'évènements au dessus du fond pour chaque état, il a été également possible de produire les distributions en moment parallèle présentées sur la figure 6.17, classés de haut en bas de l'état d'énergie relative la plus faible à la plus haute. Le code couleur utilisé ici correspond à des états $\ell = 0$ (rouge), $\ell = 1$ (vert) et $\ell = 2$ (bleu).

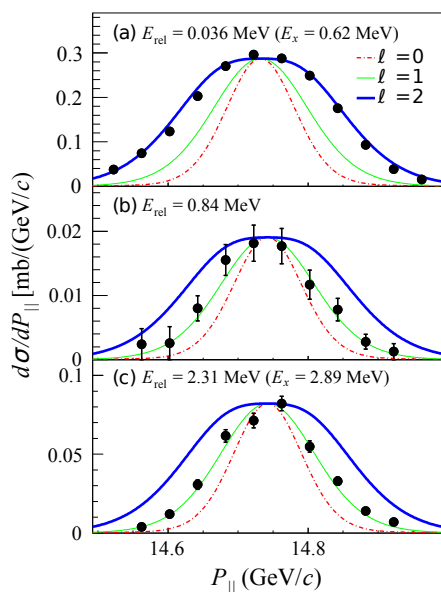


FIGURE 6.17 – Distributions expérimentales en moment longitudinal (points) comparés aux calculs théoriques pour $\ell = 0, 1$ et 2 (lignes rouges vertes et bleues respectivement) pour les états à (a) $E_r = 0.036$ MeV (b) $E_r = 0.84$ MeV (c) $E_r = 2.31$ MeV. Les profils théoriques ont été convolués de la résolution expérimentale et normalisés au maximum des distributions observées. Extrait de [94].

E_x (MeV)	E_r (MeV)	Γ (MeV)	ℓ	C^2S	σ_{-1n} (mb)	J^π
0.62(9)	0.036(1)	< 0.015	2	61(5)	2.40(20)	$5/2^+$
3.0–5.5	0.84(4)	< 0.02	1	4(1)		
2.89(10)	2.31(3)	0.20(7)	1	15(3)	0.77(15)	$1/2^-$

TABLE 6.3 – Sections efficaces *knockout* d'un neutron (σ_{-1n}) et énergie d'excitation E_x pour les états non liés du ^{19}C produit ici, comparés aux valeurs théoriques de réaction et du modèle en couche (interaction WBP [244]).

Un résumé des résultats expérimentaux se trouve dans la table 6.3. Ces derniers sont obtenus à partir de la comparaison avec des calculs de réaction dans l'approximation eikonale et les facteurs spectroscopiques issus de calculs modèle en couche avec l'interaction YSOX développée à partir de l'interaction universelle V_{UM} , dans la même logique que les travaux de S. Kim présentés dans la section 6.2.1. Ces résultats ont été publiés dans Physics Letter B [94].

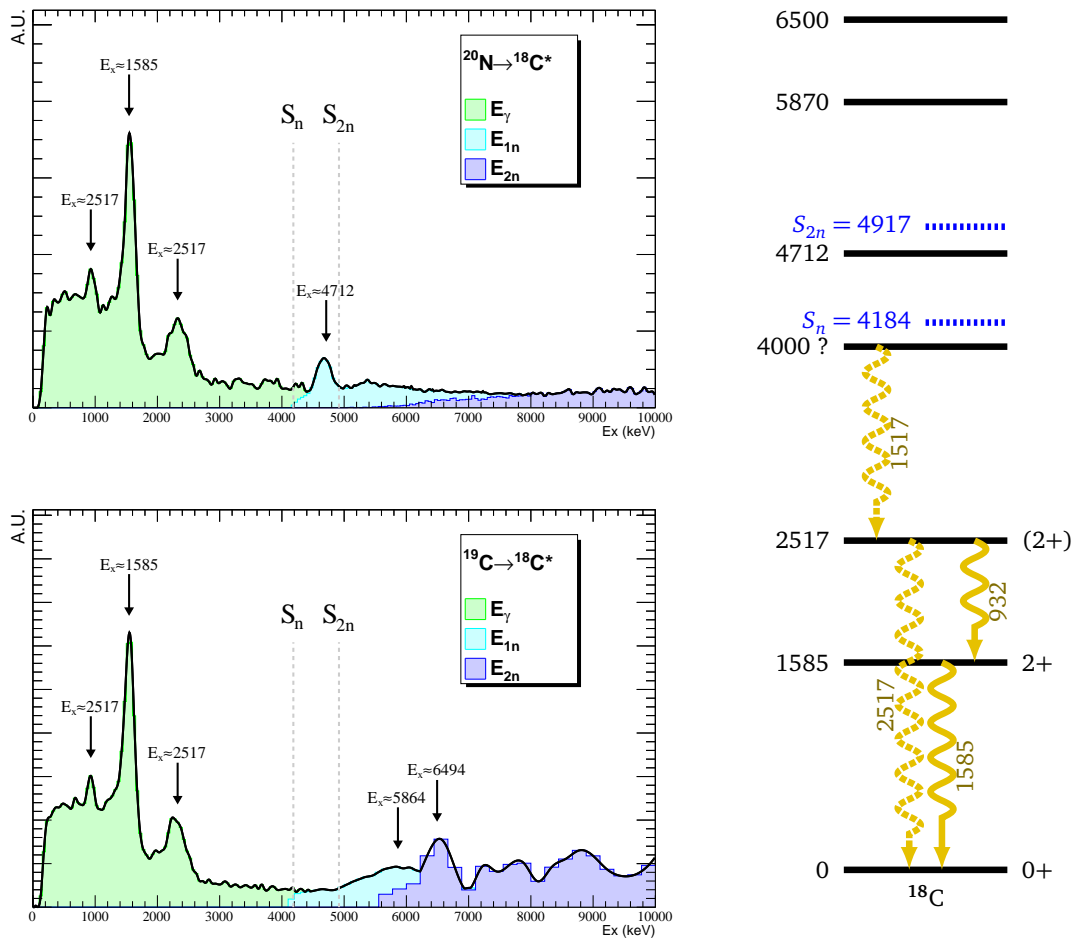


FIGURE 6.18 – Spectres du ^{18}C : gamma (en vert), et en énergie relative $^{17}\text{C} - n$ (cyan) et $^{16}\text{C} - 2n$ (bleue), produits à partir du ^{20}C (en haut) et du ^{19}C (en bas). Les deux spectres en énergie relative sont décalés du seuil d'émission un et deux neutrons respectivement afin de les superposer. Tous sont corrigés de l'acceptance, mais normalisés arbitrairement. Les flèches marquent les structures observées et les énergies d'excitation correspondantes (voir commentaires dans le texte).

6.3 Carbone-18 ($A/Z = 3$)

Cet isotope du carbone a déjà été étudié avec différentes méthodes [90, 115, 173, 208, 243]. Notre but ici n'est pas de reprendre chaque état mais de donner un aperçu global des états peuplés ici à partir d'un noyau donné. Nous choisissons de partir du ^{20}N (ou du ^{19}C) pour des raisons essentiellement de statistique. La figure 6.18 à gauche présente, pour deux voies de réaction et en superposition : le spectre gamma (vert), le spectre en énergie relative un neutron- ^{17}C

décalé du seuil d'émission d'un neutron $S_n = 4184 \text{ keV}$ (en cyan) ainsi que le spectre en énergie relative $^{16}\text{C} + 2n$ (en bleue) décalé de $S_{2n} = 4917 \text{ keV}$. Chaque spectre est corrigé de l'acceptance et arbitrairement renormalisé pour des raisons de lisibilité. Enfin l'énergie d'excitation correspondante est affichée au dessus de chaque structure identifiée. Nous retrouvons les états publiés par ailleurs et présentés à droite sur la figure 6.18. Le cas du ^{18}C est intéressant car le seuil d'émission neutron du noyau fils de ^{17}C est faible (voir section 6.2.1) et par conséquent la gamme d'énergie entre S_n et S_{2n} dans le ^{18}C . On constate tout de même qu'un structure en énergie relative apparaît dans cet intervalle. Comme ce spectre, si en coïncidence avec des gammas d'énergie inférieure ou égale à 400 keV (englobant donc les deux gamma du ^{17}C), ne montre plus de structure, nous en concluons qu'il existe un état autour 4.7 MeV dans le ^{18}C qui ne décroît pas *via* les états excités du ^{17}C .

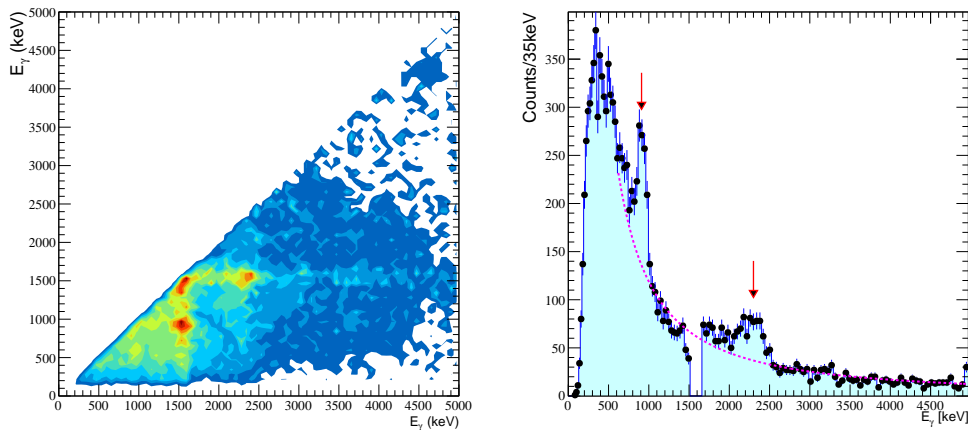


FIGURE 6.19 – À gauche : spectre $\gamma - \gamma$ pour le ^{18}C produit après fragmentation sur une cible de carbone. Ain d'augmenter la statistique le ^{18}C sélectionné est produit indifféremment depuis les faisceaux de plus haute intensité, soit : $^{19,20}\text{C}$ et $^{20-22}\text{N}$. À droite : les même données mais présentant l'énergie des gammas émis en coïncidence avec un autre gamma de $1585 \pm 100 \text{ keV}$. La ligne magenta présente un fond exponentiel raisonnable et les flèches les distributions gammas autour de 950 et 2300 keV

Enfin, comme le montre le schéma de décroissance de la figure 6.18 une ambiguïté subsiste quant à la vraie nature de la transition donnant naissance au gamma autour de 2500 keV [208, 243] : de l'état excité vers l'état fondamental ou cascade ? Si une analyse plus approfondie est nécessaire pour répondre complètement à la question, nous observons tout de même dans la corrélation gamma-gamma présentée sur la figure 6.19 qu'il existe bien des gamma autour de 1.5 MeV émis en coïncidence avec des gamma autour de 2.5 MeV ce qui confirme l'existence d'un état en dessous du seuil d'émission neutron et autour de 4 MeV. Ceci pourrait faire le sujet d'une étude spécifique.

6.4 Carbone-20 ($A/Z = 3.3$)

La seule analyse approfondie de la structure du ^{20}C effectuée pour l'instant sur ce noyau lors de la campagne *DayOne* concerne la section efficace de réaction et le rayon moyen de matière déduit de $\tilde{r}_m(^{20}\text{C}) = 2.97^{+0.03}_{-0.05}$ fm.

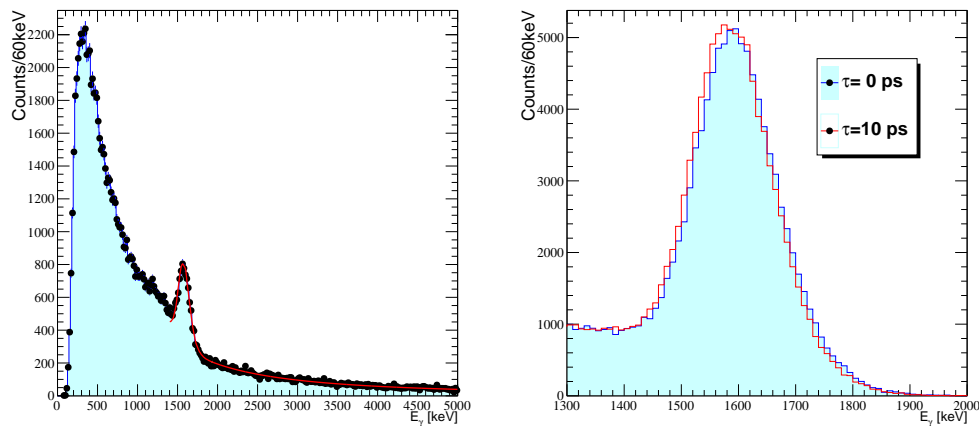


FIGURE 6.20 – À gauche : distribution en énergie gamma, corrigé Doppler, pour la réaction $^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{C}^*$. À droite : comparaison des distribution gamma pour $\tau = 0$ (en bleu) et $\tau = 10$ ps (en rouge).

Les résultats présentés dans les sections suivantes concernant des noyaux encore plus riches en neutrons nécessitent en revanche d'avoir un aperçu de sa structure et nous présentons ici le spectre gamma corrigé Doppler en coïncidence avec un fragment de ^{20}C dans une réaction d'arrachage de nucléons à partir du ^{22}N . La preuve ayant été faite de notre compréhension de la détection gamma (voir par exemple les sections 6.2.1 ou 5.2), et en ajustant la distribution avec une simple simulation et un fond exponentiel nous trouvons une énergie

$E_\gamma = 1599 \pm 2 \text{ keV}$, compatible avec la dernière valeur mesurée avec statistique et précision de $E_\gamma = 1614 \pm 11 \text{ keV}$ [66]. L'erreur ici est obtenue seulement à partir de l'ajustement et aucune autre étude (vitesse du fragment etc) n'a été faite. La seule étude faite concerne le temps de demi-vie de l'état, mesuré par ailleurs [182] à $\tau = 9.8 \pm 2.8(\text{stat})_{-1.1}^{+0.5}(\text{syst}) \text{ ps}$. La distribution gamma simulée avec $\tau = 10 \text{ ps}$ est alors légèrement décalée vers les basses énergies et il est intéressant de noter que sans cette correction l'énergie obtenue par ajustement aurait été inférieure de $\approx 10 \text{ keV}$. Nous sommes donc, même dans ce dispositif à base de NaI dont la résolution est relativement faible, sensibles à la mesure de temps de demi-vie supérieur ou égal à la dizaine de picoseconde, comme le montre d'ailleurs une récente publication [239].

Enfin, une étude très préliminaire (présentée succinctement sur la figure 6.21) dévoile les possibles existences : d'un état non lié entre le seuil d'émission un et deux neutrons et d'un autre juste au-dessus du seuil deux neutrons (voir également figure 6.23).

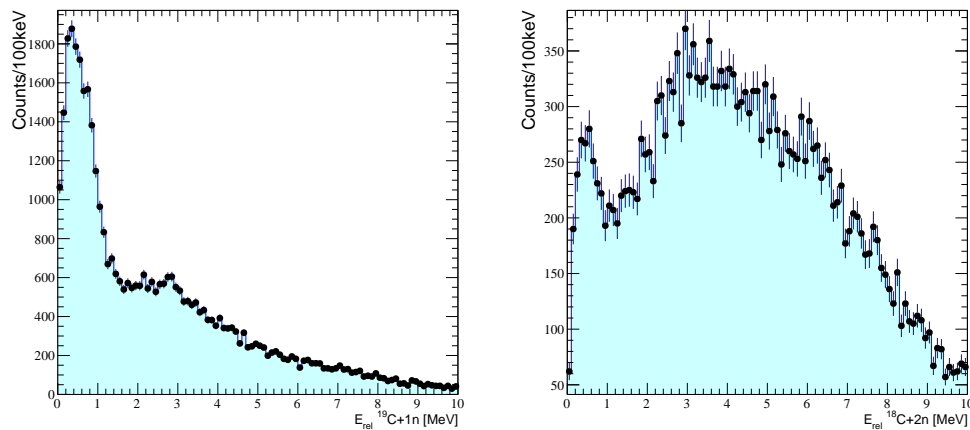


FIGURE 6.21 – À gauche : distribution en énergie relative ^{19}C –neutron. À droite : idem pour ^{19}C –2 neutrons. Les deux sont obtenus à partir de la réaction du même ^{22}N sur cible de carbone.

6.5 Carbone–21 ($A/Z = 3.5$)

Les résultats présentés ici sont en partie extraits de la thèse de Leblond [132] défendue à 2015 à l'Université de Caen–Normandie. Nous nous concentrerons tout d'abord sur les deux voies principales : le knock-out d'un proton et le knock-out d'un neutron, la thèse précitée présentant également la voie du knock-out de deux protons (voir illustration sur la figure 6.24). Nous compléterons ici le tableau avec la voie $^{23}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{C} + n$ et l'échange de charge $^{21}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{C} + n$.

Commençons par la réaction de knock-out d'un proton à partir du ^{22}N . Le spectre obtenu, présenté sur la figure 6.24 au centre, montre essentiellement une seule structure à $E_r = 0.92 \pm 0.01 \text{ MeV}$, $\Gamma \approx 1 \text{ MeV}$, si on l'ajuste avec une Breit-Wigner $\ell = 0$ (voir justification dans la suite du texte). Maintenant si l'on compare ces résultats à ceux obtenus à partir du knock-out d'un neutron du ^{22}C , le spectre est très différent. Il présente d'abord un structure proéminente autour de $E_r = 1.5 \text{ MeV}$, qui une fois ajustée avec une $\ell = 2$ donne $E_r = 1.49 \pm 0.10 \text{ MeV}$, $\Gamma = 0.14 \pm 0.01 \text{ MeV}$. Puis nous observons une accumulation d'évènements entre 0 et 1.2 MeV avec un maximum autour de 0.8 MeV. Nous supposons que cette dernière structure est le même état que pour la réaction venant du ^{22}N et qui une fois ajustée donne : $E_r = 0.81 \pm 0.03 \text{ MeV}$, $\Gamma \approx 1 \text{ MeV}$. Enfin, et afin d'expliquer la force à basse énergie, nous avons ajusté avec une Breit-Wigner $\ell = 2$ (et en supposant la décroissance vers l'état excité du noyau fils, voir commentaires plus loin) et nous obtenons : $E_r = 0.19 \pm 0.07 \text{ MeV}$, $\Gamma \approx 10 \text{ MeV}$.

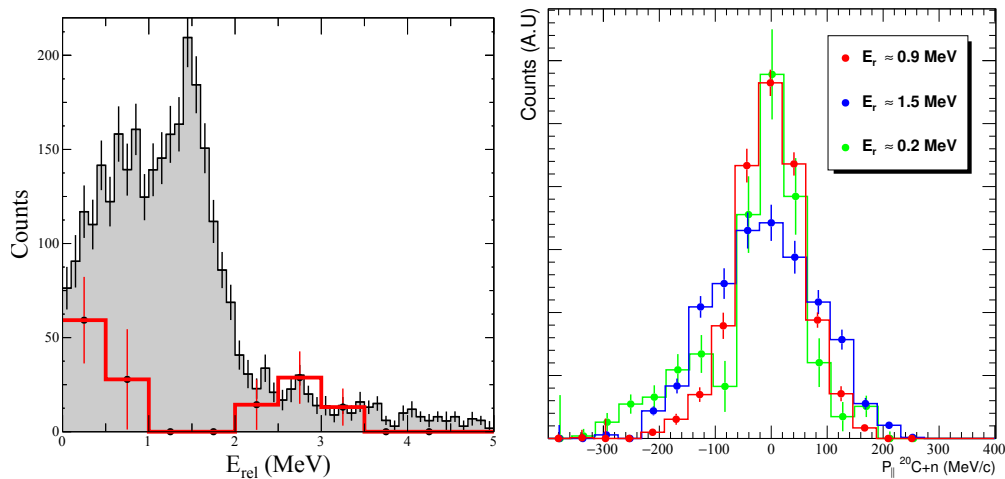


FIGURE 6.22 – À gauche : spectre en énergie relative $^{20}\text{C}+n$ obtenu à partir du ^{21}C (en gris) et distribution en coïncidence avec le gamma à 1610 keV du $^{20}\text{C}^*$, renormalisé (en rouge). À droite : distributions en moment $^{20}\text{C} + n$ dans le centre de masse du faisceau de ^{22}C pour l'état à 0.9 MeV (rouge) et 1.5 MeV (bleue). Ces derniers sont produites en ajustant l'amplitude de distribution en énergie simulées par tranche de moment.

Afin d'assigner une énergie d'excitation aux énergies relatives observées il est nécessaire de prendre en compte une éventuelle excitation du fragment de ^{20}C . Une étude spécifique de la structure du ^{20}C est effectuée dans la section 6.4 et confirme une émission gamma autour de 1610 keV. Le spectre en énergie relative en coïncidence avec ce gamma, dans le cas de la réaction d'un knock-out d'un proton est présenté dans la thèse de S. Leblond [132] et montre que l'état principal observé à partir du ^{22}N ne décroît pas par l'état excité du ^{20}C .

Nous nous focalisons donc ici sur le cas de la réaction d'un knock-out d'un neutron. Ce spectre est présenté sur la figure 6.22 à gauche en rouge, superposé au spectre sans condition gamma en gris. Nous observons que la structure à basse énergie est compatible avec celle trouvée par ajustement (figure 6.24 en bas à droite) et que donc l'état observé correspond à une énergie de 1.8 MeV au dessus de S_n . La conséquence directe en est que l'état autour de 0.9 MeV trouvé à la fois dans la voie ^{22}N et ^{22}C est celui de plus basse énergie que nous concluons être l'état fondamental.

Finalement, la réaction de knock-out d'un neutron apporte des informations sur la nature de l'état observé (voir par exemple les sections 6.2.1 et 6.2.2). Nous produisons donc sur la figure 6.22 à droite les distributions en moment longitudinal pour les états à 0.9 MeV (rouge) et 1.5 MeV (bleue). Nous constatons que la première est plus étroite que la seconde. Donc sans avoir à ajuster ces dernières avec des calculs théoriques, nous en déduisons que le moment du neutron de valence dans l'état fondamental est plus faible que celui de l'état excité. La probabilité que ces derniers valent 1 étant faible nous en déduisons que pour l'état fondamental $\ell = 0$ et pour l'excité $\ell = 2$. En ce qui concerne la distribution du second état excité, nous observons que la distribution en moment est similaire à celle de l'état fondamental et donc que le neutron arraché est du type $\ell = 0$. Une analyse plus approfondie, en comparant avec des calculs théorique, est donc nécessaire pour cet état afin notamment d'expliquer une distribution en énergie de type $\ell = 2$.

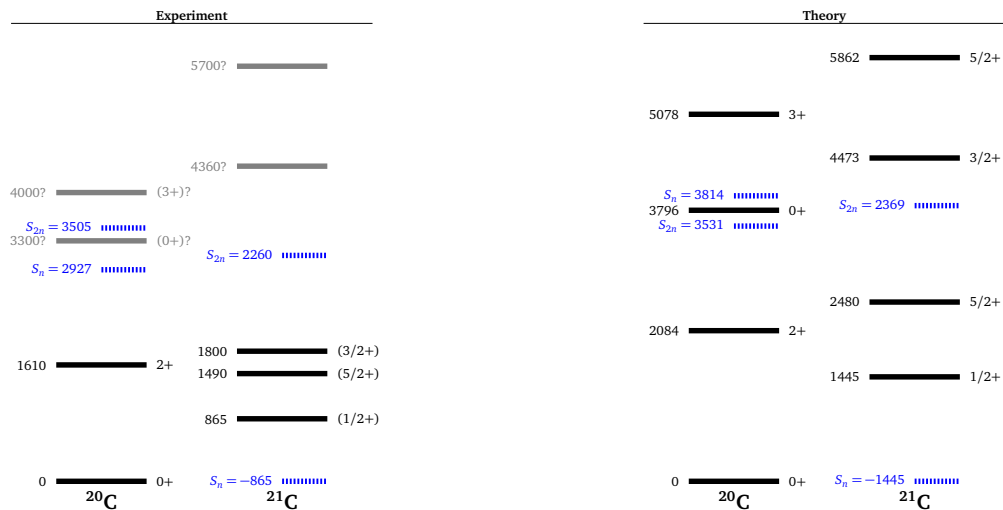


FIGURE 6.23 – Comparaison des états obtenus expérimentalement (à gauche) et théoriquement (à droite) pour les noyaux $^{20,21}\text{C}$. Les énergies sont prises en référence avec l'état fondamental pour le ^{20}C et l'énergie de masse $^{20}\text{C} + \text{neutron}$ pour le ^{21}C . Les seuils S_n et S_{2n} sont en revanche par rapport au fondamental dans les deux cas.

Toujours pour ces deux voies de knock-out d'un seul nucléon, nous pouvons comparer nos résultats à des calculs théoriques, voir tableau 6.4 et figure 6.23. Ces calculs modèle en couche [40] sont obtenus à partir de l'interaction YSOX [256]. Nous constatons d'abord sur la figure 6.23 que la position par rapport au seuil d'émission neutron de l'état fondamental du ^{21}C est légèrement sur estimée et que l'espacement des états est plus important que l'expérience, ce qui place le second état excité au-dessus du seuil d'émission deux neutrons. Nous calculons également les probabilités de décroissance à partir des facteurs spectroscopiques multiplié par le rapport des largeurs à particules indépendantes, obtenues avec le formalisme de Bohr et Mottelson (voir section 3.1.7).

Concernant la nature de ces états : dans la voie $^{22}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{C}$ nous partons *a priori* d'un état fondamental $\nu(2s_{1/2})^1$ (voir illustration sur la figure 6.24) et comme un proton est enlevé l'état neutron produit dans le ^{21}C est très certainement s , ce qui est compatible avec la distribution en énergie de type $\ell = 0$. Nous avons montré que cet état est certainement le fondamental et nous constatons que les prédictions théoriques donnent $J^\pi = 1/2^+$ pour ce dernier, ce qui est en accord avec nos observations. Ces mêmes calculs prédisent par ailleurs que cette état est quasiment le seul peuplé dans la réaction et que sa décroissance doit s'effectuer à presque 100% vers l'état fondamental du ^{20}C , ce qui est bien ce que nous observons.

Le premier état excité est certainement d , du fait des distributions en énergie et en moment, toutes les deux $\ell = 2$. Ceci peut notamment s'expliquer en terme de réaction dans la voie $^{22}\text{C} \rightarrow ^{21}\text{C}$ par l'arrachage d'une neutron depuis $\nu(1d_{5/2})^6$ laissant donc comme configuration $\nu(1d_{5/2})^5(2s_{1/2})^2$ générant ainsi un état $J^\pi = 5/2^+$. C'est bien un état de cette nature que le modèle en couche prédit, en plus d'une décroissance systématique vers l'état fondamental du ^{20}C (en accord avec nos observations). Les calculs de facteur spectroscopiques suggèrent également que le peuplement de cet état à partir du ^{22}C est du même ordre de grandeur que l'état fondamental, en accord avec l'expérience.

Le second état excité, faiblement peuplé à partir du ^{22}C , est prédit $J^\pi = 3/2^+$ ce qui voudrait dire dans un schéma simple que nous avons une configuration de type : $\nu(1d_{5/2})^4(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^1$. Nos observations ne sont pas en accord en particulier parce que les calculs de probabilités de décroissance vers l'état excité du ^{20}C 6.4 est plus faible que vers l'état fondamental. Plusieurs hypothèses sont possibles : soit des couplages plus complexes, soit nous observons la queue de la force du première état excité, ... Les résultats de la nouvelle expérience, conduite à l'automne 2016, pourrait répondre à nos interrogations.

TABLE 6.4 – Facteurs spectroscopiques calculés dans le cadre d’un modèle en couche [39, 40] avec YSOX comme interaction [256]. Les 2 premières colonnes listent les états calculés du ^{21}C , les deux suivantes les facteurs spectroscopiques à partir de l’état fondamental du ^{22}N et ^{26}C respectivement et les six dernières colonnes vers les états du ^{20}C . Pour cette décroissance, les énergies de états sont calculées mais les énergies de décroissance E_d , qui permettent de calculer les largeurs Γ (voir 3.1.7), sont expérimentales (voir comparaison sur figure 6.23). Nous en déduisons ici une estimation de la probabilité de décroissance associée P .

^{21}C		$^{22}\text{N} - p$	$^{26}\text{C} - n$	Decay to ^{20}C										
E_x	J^π	(G.S.)	(G.S.)	E_x	nlj	C^2S	E_d	Γ	P					
0 MeV	$1/2^+$	0.756	1.530	0 MeV	$2s_{1/2}$	0.288	0.9	4.973	100%					
				2.1 MeV	$1d_{3/2}$	0.113								
					$1d_{5/2}$	1.240								
1 MeV	$5/2^+$	0.086	4.636	0 MeV	$1d_{5/2}$	0.214	1.5	0.223	100%					
				2.1 MeV	$2s_{1/2}$	0.404								
					$1d_{3/2}$	0.001								
					$1d_{5/2}$	0.431								
3 MeV	$3/2^+$	0.001	0.166	0 MeV	$1d_{3/2}$	0.692	1.8	0.335	92%					
				2.1 MeV	$2s_{1/2}$	0.008				0.2	2.391	7%		
					$1d_{3/2}$	0.080							0.002	< 1%
					$1d_{5/2}$	0.211								

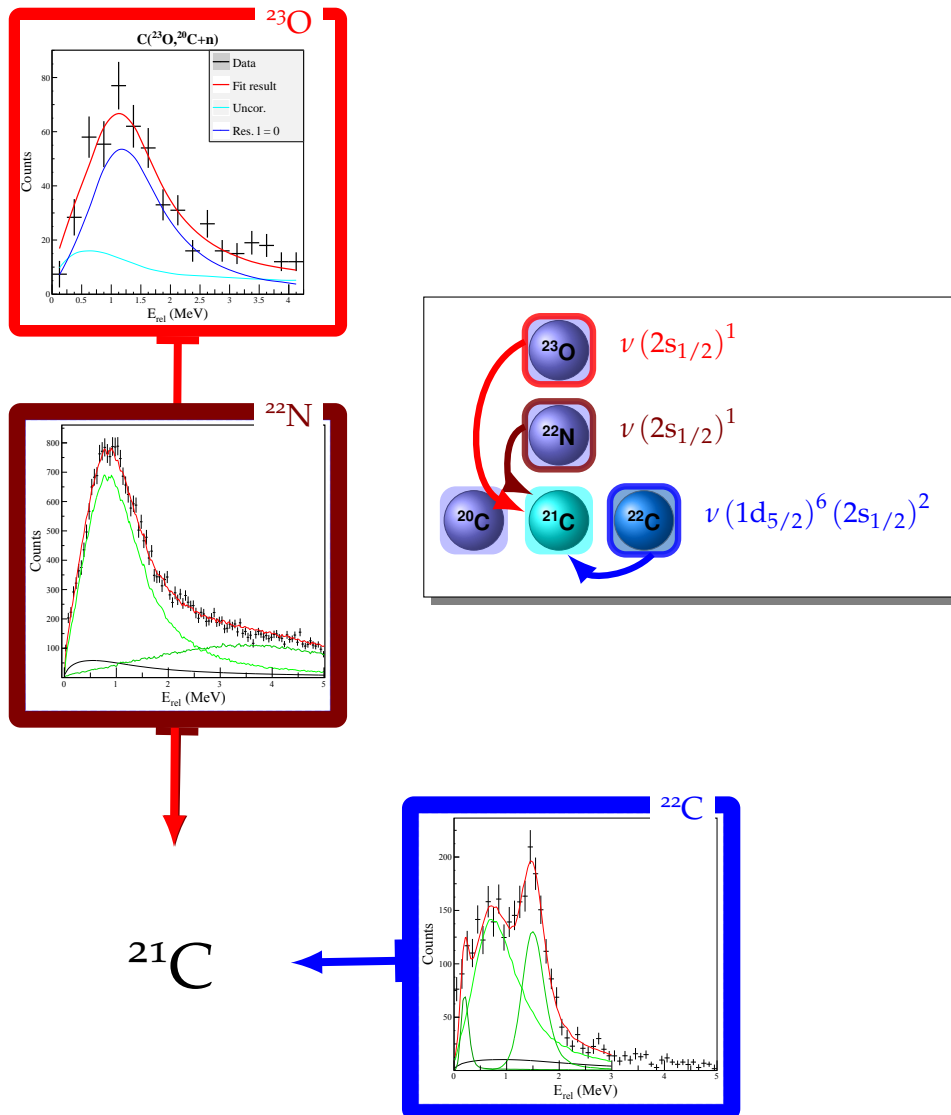


FIGURE 6.24 – Résumé des différents résultats et principales réactions étudiées dans le cas de la structure du ^{21}C . Distributions en énergie extraites de [132].

Dans les but de compléter ces analyses, nous présentons sur la figure 6.25 deux autres voies : à gauche l'échange de charge à partir du ^{21}N et à droite la réaction de break-up à partir du ^{23}N . Si cette dernière est plus complexe à interpréter les règles de sélection de l'échange de charge peuvent nous fournir des information sur les états peuplés dans le ^{21}C . Les deux réactions présentent le même état autour de 1.5 MeV (à $E_r = 1.42 \pm 0.07\text{MeV}$ et $E_r = 1.50 \pm 0.07\text{MeV}$ respectivement) que nous avons identifié comme le premier état excité. On retrouve dans la voie ^{23}N l'état à $E_r \approx 0.2\text{MeV}$ et une structure autour de 4 MeV présente également dans la voie ^{22}N . Enfin l'échange de charge fait apparaître un état à $E_r \approx 6.5\text{MeV}$.

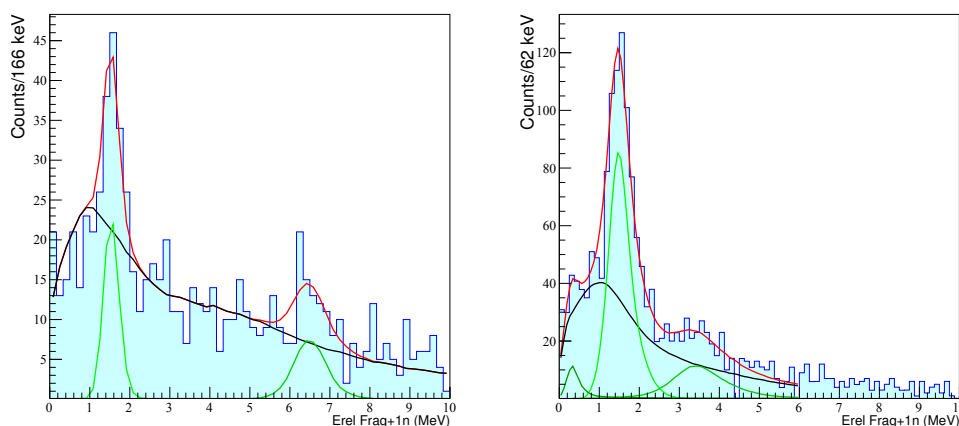


FIGURE 6.25 – Spectre en énergie relative $^{20}\text{C}+n$ obtenu à partir du ^{21}N (échange de charge) et du ^{21}N ($-pn$). En trait noir le fond non résonant et en vert les différents états. Le trait rouge correspond à la somme totale.

6.6 Carbone-22 ($A/Z = 3.7$)

Le carbone-22 est l'isotope de carbone lié le plus lourd et avec 16 neutrons il est également potentiellement semi-magique, comme le montre l'énergie théorique du premier 2^+ présenté sur la figure 6.26.

De plus, notamment du fait d'un faible seuil d'émission neutron $S_n = 712 \pm 200\text{keV}$ [132] (et deux neutrons $S_n = -140 \pm 460\text{keV}$ [76]) il est à halo [221], confirmé d'ailleurs lors de cette campagne [230]. Ces même seuils faibles font également que le 2^+ est non-lié.

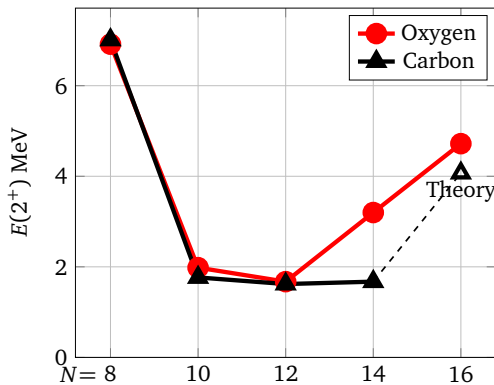


FIGURE 6.26 – Évolution des énergies 2_1^+ pour les différents isotopes pairs d'oxygène (rouge) et de carbone (carbone). Tous les points sont expérimentaux sauf pour le ^{22}C ($N = 16$) obtenu théoriquement dans la référence [103].

Toujours issus de la même expérience, les résultats sur le ^{22}C présentés ici sur la figure 6.27 sont obtenus en reconstruisant l'énergie relative entre un fragment de ^{20}C et deux neutrons et ce à partir du *knockout* d'un proton depuis ^{23}N à 285 MeV/nucléon (en rouge) ou de l'excitation directe sur cible de carbone du ^{22}C à 235 MeV/nucléon (en bleu). Bien que la statistique soit faible on observe dans les deux cas une structure centrée autour de 3 MeV ce qui correspondrait à une énergie d'excitation du même ordre. D'autres structures sont visibles à plus haute énergie. Un certain nombre d'interrogations persistent quand à la robustesse de ces résultats, dû notamment à la statistique. Des tests ont été menés :

- la reconstruction du $2n$ est robuste, vérifiée notamment sur le canal $^{14}\text{Be}^* = ^{12}\text{Be} + 2n$ du commissioning, avec qui plus est un nombre minimal d'alignement et d'hypothèse.
- la simulation de la diaphonie ou sa mesure directe à partir du canal $^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{C} + n$ (et en forçant un impossible $^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{C} + 2n$) montre que le taux de rejet de cette dernière est bien celle attendue ($\sim 95\%$) et que les événements restant ne créent pas de structure autour de 3 MeV. Voir pour illustration les spectres de la section 5.4.0.2.

ce qui fait que ces derniers points ne semblent pas être à l'origine des structures observées.

La dernière campagne SAMURAI à l'automne 2016, centrée sur la réaction de *knockout* d'un proton à partir du ^{23}N est au moins un ordre de grandeur supérieure à celle de DayOne et donc *a priori* suffisante pour répondre à cette question.

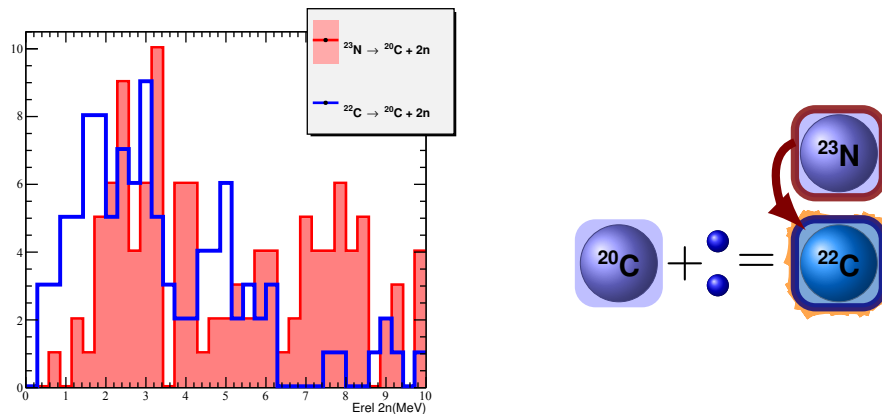


FIGURE 6.27 – Spectre en énergie relative entre le ^{20}C et 2 neutrons obtenus à partir des noyaux de ^{22}C (inélastique, en bleue) et ^{23}N (arrachage d'un proton, en rouge).

6.7 Carbone-23 ($A/Z = 3.8$)

Le carbone-23 est non-lié. Aucune information expérimentale n'est disponible sur ce noyau mais la position de son état fondamental pourrait être obtenu à partir de l'énergie relative entre un fragment de ^{22}C et un neutron. Plusieurs réactions sont envisageables pour produire ce dernier : soit « depuis le haut » c'est à dire par fragmentation d'isotopes de néon ou de fluor riches en neutrons ($N \geq 17$) soit par échange de charge depuis le ^{23}N . Malheureusement les données accumulées à ce jour : soit n'ont pas enregistré de ^{22}C car l'acceptance de SAMURAI n'était pas adaptée, soit la statistique (en particulier pour l'échange de charge) n'est pas suffisante, soit n'ont tout simplement pas encore été analysées. Lors de la dernière campagne SAMURAI cependant une rapide analyse *en ligne* montrerait que la statistique faisceau de ^{23}C avec un fragment de ^{22}C semble suffisante pour tenter de répondre à cette question.

6.8 Résumé des propriétés pour la chaîne des carbones riches en neutron ($A = 17 - 22$)

Nous présentons sur la figure 6.28 une représentation graphique des différents états des isotopes de carbones étudiés dans la campagne DayOne à SAMURAI/RIKEN. Un grand nombre de conclusions peut être tiré des ces derniers mais de la même manière que pour les isotopes de bore nous nous limiterons à quelques points. En particulier, l'un des buts principaux de cette campagne étant de mesurer l'énergie du 2_1^+ du ^{22}C , et donc de tester la ferme-

6.8. Résumé des propriétés pour $^{17-22}\text{C}$

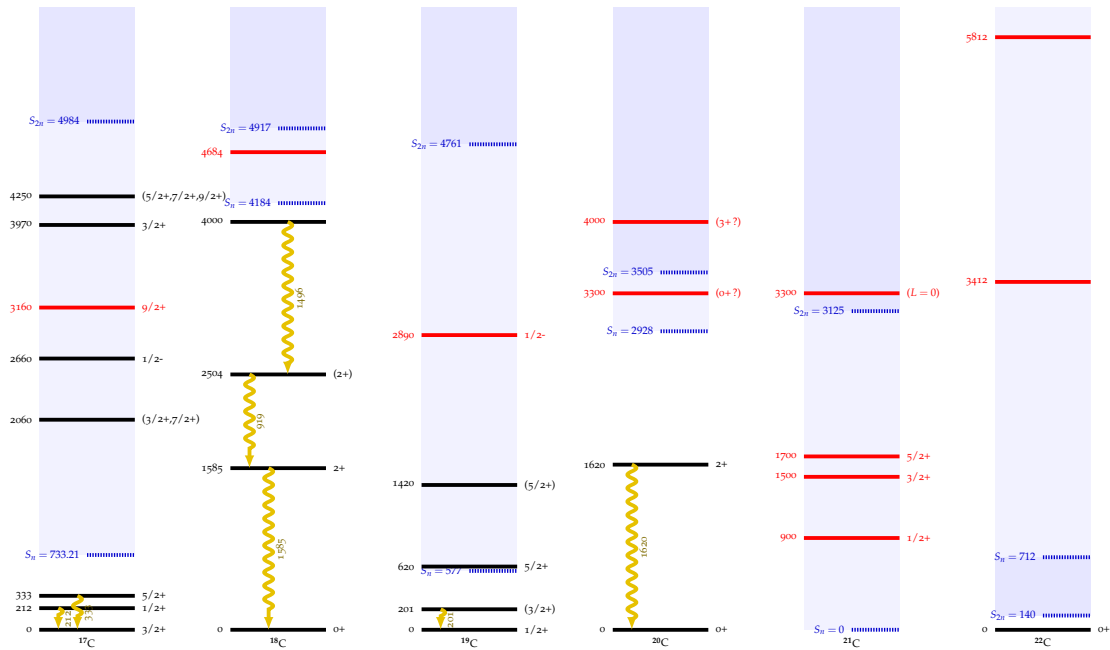
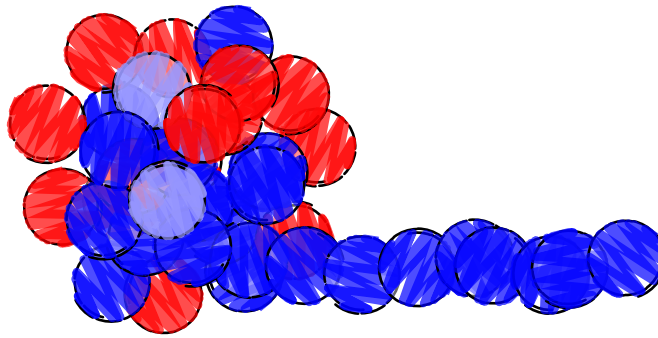


FIGURE 6.28 – Systématique des états des isotopes $^{17-22}\text{C}$ avec les états observées ici en rouge.

ture de sous-couche $N = 16$, nous nous concentrons sur l'évolution des couches $vd_{5/2}$, $vs_{1/2}$ et $vd_{3/2}$. En comparant en premier lieu les premiers états des isotopes impairs $^{17,19,21}\text{C}$ nous constatons que le mélange de ces configurations y est très fort et que $vd_{1/2}$ et $vd_{5/2}$ y sont quasiment dégénérées avec *a priori* une dominance de $vd_{1/2}$ pour le plus riche ^{22}C ce qui va bien dans le sens d'un ^{22}C à halo de type *s*. La valeur exacte du 2_1^+ du ^{22}C doit être confirmée mais si nous considérons la valeur obtenue mesurée comme une limite inférieure, cette dernière confirme la fermeture de sous-couche $N = 16$.



Résonances géantes et pygmées

7.1	Nature et description des résonances géantes	146
7.1.1	Vue d'ensemble, model macroscopique	146
7.1.2	Modes de compression	147
7.1.3	Résonances électriques dipolaires « Pygmées »	153
7.2	Mesure des modes de compression	155
7.2.1	Sondes et techniques utilisées dans les noyaux stables	155
7.2.2	Noyaux loin de la stabilité	157
7.2.3	La cible active MAYA	158
7.3	Mesure des IVGDR et PDR	164
7.3.1	Sondes et techniques utilisées	164
7.4	Résultats sur les modes de compression	166
7.4.1	Introduction et historique	166
7.4.2	Diffusion inélastique de deuton sur le ^{56}Ni	168
7.4.3	Diffusion inélastique d'alpha sur le ^{56}Ni	169
7.4.4	Diffusion inélastique de deuton et d'alpha sur le ^{68}Ni	174
7.4.5	Bilan sur les modes de compression	180
7.5	Quelques résultats sur les résonances pygmées	183
7.5.1	Excitation Coulombienne du ^{26}Ne	183
7.5.2	Excitation Coulombienne et nucléaire du ^{68}Ni	185
7.6	Futures expériences	186
7.6.1	Au GANIL : sur LISE	186
7.6.2	Au RIKEN	191
7.6.3	Résonances Pygmées dans les isotopes de Calcium	191
7.6.4	Spin-flip et ISGMR dans les isobares $A = 132$	191

7.1 Nature et description des résonances géantes

LES résonances géantes sont des phénomènes collectifs observés dans tous les noyaux et mettant en jeu la grande majorité des nucléons. Le but de ce chapitre n'est pas de faire de manière exhaustive ni une description de ces phénomènes ni une liste des derniers développements et résultats en la matière. Nous nous contenterons de nous concentrer sur l'étude des résonances géantes isoscalaires (monopolaires et dipolaires) permettant l'étude de la compressibilité de la matière nucléaire. Nous évoquerons également brièvement la problématique des résonances pygmées (notamment dipolaires électriques). Pour ces trois modes, nous ne chercherons pas non plus à approfondir les différentes approches théoriques (macroscopiques ou microscopiques) mais nous choisirons les descriptions les plus à même d'illustrer nos résultats expérimentaux. Pour plus de détails sur les résonances géantes, à la fois d'un point de vue théorique et expérimental, le lecteur est notamment invité à se référer à l'ouvrage de Harakeh et van der Woude [89].

7.1.1 Vue d'ensemble dans le cadre d'une description macroscopique

La façon la plus simple de représenter les résonances géantes est à travers le modèle macroscopique où le noyau est supposé une goutte liquide qui vibre dans les différents modes autour de sa forme d'équilibre. Une représentation schématique des différents modes de résonances géantes est proposée sur la figure 7.1. Ils sont classés par nature :

isoscalaire : $\Delta T = 0$ (différence en isospin nulle), neutrons–protons en phase.

isovectoriel : $\Delta T = 1$, neutrons–protons en opposition de phase et donc séparés.

électrique : $\Delta S = 0$ (différence nulle en spin), pas de séparation de spins

magnétique : $\Delta S = 1$, fluide de spin up en opposition de phase avec le fluide de spin down.

La suite de ce chapitre se concentrera sur les modes $\Delta L = 0, 1$, $\Delta T = 0, 1$ et $\Delta S = 0$.

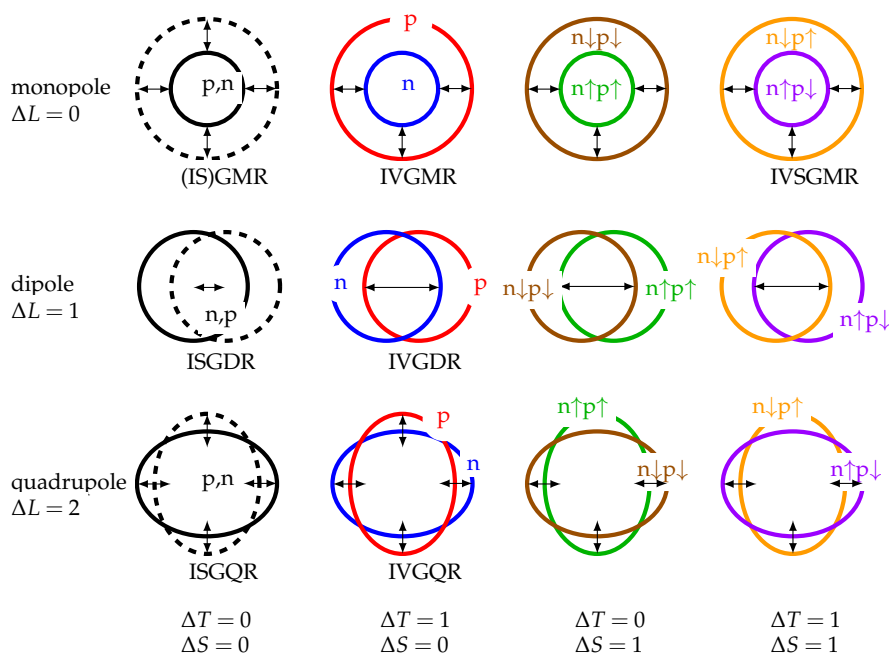


FIGURE 7.1 – Représentations schématiques de plusieurs modes collectifs. Dans les modes $\Delta T = 0$ les nucléons se déplacent en phase, alors que pour $\Delta T = 1$ ils sont en opposition de phase. De la même manière pour $\Delta S = 0$ il n’y a pas de séparation de spin au contraire de $\Delta S = 1$. La différence en moment ΔL définit quand à elle la « forme » du mode. Adapté de [89, 257].

7.1.2 Modes de compression

7.1.2.1 Mode monopole isoscalaire (ISGMR : IsoScalar Giant Monopole Resonance)

L’ISGMR est appelée « mode de respiration », car il peut s’expliquer par une oscillation autour du volume d’équilibre : les deux fluides neutron et proton sont soit comprimés soit dilatés de manière synchrone. Ce mouvement est schématiquement représenté en haut à gauche de la figure 7.1 mais également comme l’évolution de la densité en fonction du temps en haut sur la figure 7.2. Les résultats d’expériences sur des noyaux stables avec un nombre de masse $A \geq 90$ montrent que la distribution de la force ISGMR peut être décrite avec une gaussienne, dont le centroïde suit approximativement la loi :

$$E_{\text{ISGMR}} = 80A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (7.1)$$

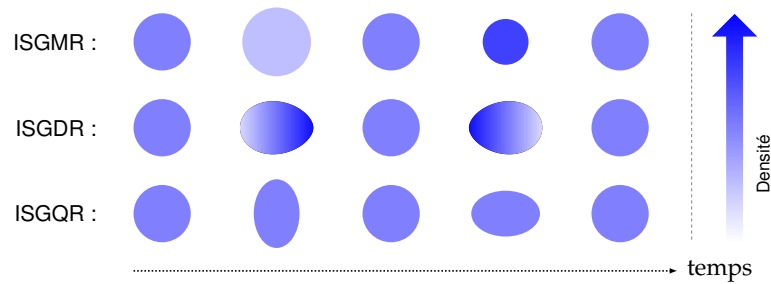


FIGURE 7.2 – Représentations schématiques des résonances ISGMR et ISGDR (en haut et au milieu) en terme d'évolution dans le temps de la densité du noyau (du bleu clair correspondant à une faible densité au bleu foncée à une forte densité). Ces deux modes sont comparés à l'ISGQR (en bas) où aucun changement de densité n'est attendu.

7.1.2.2 La résonance dipolaire isoscalaire (ISGDR : IsoScalar Giant Dipole Resonance)

L'ISGDR représentée sur la figure 7.1 correspond à un mouvement parasite du centre de masse. La « vraie » ISGDR est une oscillation d'ordre supérieur, et comme l'ISGMR un « mode de compression ». Elle présente des oscillations dans lesquelles la densité augmente d'un côté du noyau et diminue de l'autre avec un léger changement dans la forme, tout en gardant le centre de masse fixe, comme l'illustre la figure 7.2. Ce mode isoscalaire pourtant *a priori* très proche de celui isovectoriel (IVGDR : IsoVectorial Giant Dipole Resonance) ne fût cependant mis en évidence que récemment [56], soit 50 ans après la première description des résonances géantes *via* le mode isovectoriel [23]. L'énergie moyenne de l'ISGDR peut s'écrire :

$$E_{\text{ISGDR}} = 100 - 120A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (7.2)$$

Dans les cas des deux modes ISGMR et ISGDR, un changement de densité de la matière nucléaire est nécessaire pour en expliquer les caractéristiques et ils sont par conséquent appelés modes de compression. Sur la figure 7.2 est présenté à titre de comparaison la résonance géante Isoscalaire Quadrupolaire (ISGQR : IsoScalar Giant Quadrupole Resonance). Bien qu'isoscalaire l'ISGQR correspond à une déformation axiale du fluide nucléaire sans changement de densité.

7.1.2.3 Lien avec le module d'incompressibilité

Les interactions nucléaires étant à courte portée, si la matière nucléaire est considérée comme uniforme et incompressible, alors sa densité (appelé densité de saturation) est constante et vaut $\rho_0 \sim 0.16 \text{ fm}^{-3}$.

En supposant maintenant que cette matière est faiblement compressible, l'équation d'état (EoS) de la matière nucléaire peut être approchée au premier ordre et autour de la valeur ρ_0 par un développement de Taylor de l'énergie par nucléon $\frac{E}{A}$:

$$\frac{E}{A}(\rho, \delta) = \frac{E}{A}(\rho, \delta = 0) + S(\rho) \delta^2 \quad (7.3)$$

avec $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$ l'asymétrie construite à partir de ρ_n , ρ_p respectivement les densités neutron et proton. On peut alors également développer l'énergie de symétrie $S(\rho)$ autour de la densité de saturation pour laquelle E/A atteint un maximum de $16.0 \pm 0.5 \text{ MeV}$:

$$S(\rho) = J + L \epsilon + \frac{1}{2} K_\infty \epsilon^2 + \dots \quad (7.4)$$

avec $\epsilon = \frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0}$. On fait ainsi apparaître L et K_∞ la pente et la courbure de l'énergie de symétrie autour de ρ .

On a donc naturellement :

$$L = 3\rho_0 \left. \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{E}{A} \right|_{\rho_0} \quad (7.5)$$

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \left. \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \frac{E}{A} \right|_{\rho_0, \delta=0} \quad (7.6)$$

K_∞ est le module d'incompressibilité de la matière nucléaire. Le lien avec l'énergie par nucléon peut également se retrouver à partir de considérations plus thermodynamiques. En effet la pression P est reliée à l'énergie par :

$$P = - \frac{\partial E}{\partial V} = \rho^2 \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{E}{A} \quad (7.7)$$

La mesure de la compressibilité est alors la mesure de l'évolution de la pression avec la densité de matière et on définit[†] donc K_∞ comme :

$$K_\infty = 9 \left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_{\rho_0} = 9\rho_0^2 \left. \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \frac{E}{A} \right|_{\rho_0} \quad (7.8)$$

†. La vraie définition se fait à travers le moment de Fermi k_F : $K_\infty = k_F^2 \frac{\partial^2}{\partial k_F^2} \frac{E}{A}$ ce qui explique le facteur 3^2 devant. Voir par exemple [37].

Le but va donc être expérimentalement de contraindre ces facteurs à l'aide des différentes théories et interactions disponibles. À noter que certains auteurs [110] préconisent de contraindre l'EoS non pas autour de ρ_0 mais $\rho_c \approx \frac{2}{3}\rho_0$ où les calculs théoriques divergent le moins.

Maintenant pour un système fini comme le noyau, il existe un lien direct entre l'énergie moyenne d'excitation des modes de compression (ISGMR et ISGDR) et le module d'incompressibilité K_A , comme par exemple [32, 209] :

$$E_{ISGMR} = \hbar \sqrt{\frac{K_A}{m \langle r^2 \rangle}} \quad (7.9)$$

$$E_{ISGDR} = \hbar \sqrt{\frac{7 K_A + \frac{27}{25} \epsilon_F}{3 m \langle r^2 \rangle}} \quad (7.10)$$

avec $\langle r^2 \rangle$ le rayon carré moyen dans l'état fondamental, m la masse du nucléon et ϵ_F l'énergie de Fermi. Les expressions sont obtenues ici à partir de l'évaluation des règles de somme pondérée en énergie \mathbf{m}_1 et de polarisation \mathbf{m}_{-1} : $\sqrt{\mathbf{m}_1 / \mathbf{m}_{-1}}$; à noter qu'il est possible d'utiliser $\sqrt{\mathbf{m}_3 / \mathbf{m}_1}$ avec des résultats sensiblement différents [209]. Les deux sont des évaluations simples qui négligent (notamment) les effets de surface.

Dans tous les cas il est immédiat de comprendre que plus le noyau (la matière nucléaire) est incompressible et plus l'énergie nécessaire pour exciter un mode de compression sera important. Il est également aisé d'admettre que la mesure systématique de l'énergie d'excitation de ces modes dans une série de noyaux (et en particulier des isotopes) sur la gamme la plus large possible en protons et neutrons permet de caractériser la variation de cette dernière avec, notamment, l'asymétrie δ .

Dans une approche macroscopique analogue à la goutte liquide les corrections à apporter au module d'incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ pour obtenir K_A s'écrivent [232] :

$$K_A = K_\infty + K_s A^{-1/3} + K_\tau \underbrace{\left[\frac{N-Z}{A} \right]^2}_{\delta^2} + K_c \left[\frac{Z}{A^{1/3}} \right]^2 \quad (7.11)$$

où K_s, K_τ et K_c sont les termes de surface, de symétrie et Coulombien. Ici, comme *a priori* la densité neutron ou proton n'est pas homogène dans le noyau, δ est pris en moyenne soit $\frac{N-Z}{A}$. Une illustration expérimentale de cette dépendance en δ est présentée sur la figure 7.3. Afin d'illustrer un peu plus nos propos nous avons compilé l'ensemble des données obtenues sur les

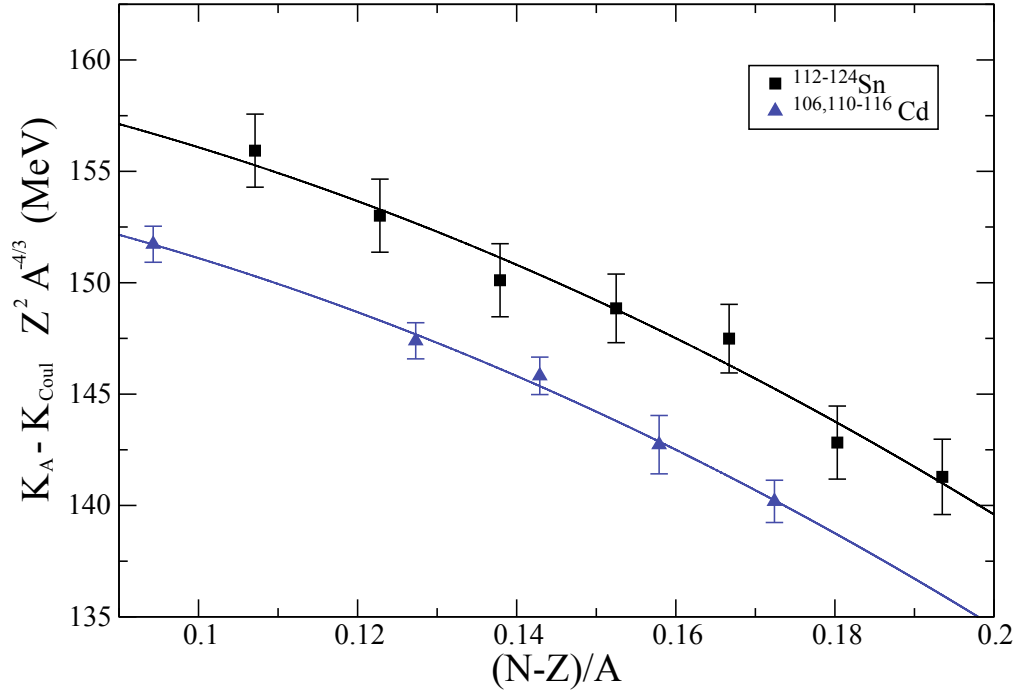


FIGURE 7.3 – Différence $K_A - K_C Z^2 A^{-4/3} \approx K_\tau \delta^2 (+K_\infty)$ dans les isotopes d'étain et de cadmium. Les points sont expérimentaux et les lignes pleines correspondent à la formule de type goutte liquide présentée dans le texte, avec $K_\tau = -550$ MeV. Extrait de [51].

GMR dans l'annexe 10 et présenté les valeurs des énergies d'excitation sur la figure 7.4 pour $Z > 50$. Ce travail avait déjà été effectué en 1993 par Shlomo et Youngblood [202], que nous avons donc ici complété. Toujours dans un souci d'illustration nous avons ajusté les énergies des GMR (équation (7.9)) en fonction des différents paramètres d'évolution du module de compressibilité. La formule utilisée par Shlomo et Youngblood est plus complète que celle présentée en (7.11) :

$$K_A = K_\infty + K_s A^{-1/3} + K_{sc} A^{-2/3} + (K_\tau + K_{ss} A^{-1/3}) \delta^2 + K_c \left[\frac{Z}{A^{2/3}} \right]^2 + K_d \beta \quad (7.12)$$

les auteurs rajoutant les paramètres K_d , K_{sc} et K_{ss} . Le premier K_d prend en compte la déformation de l'état fondamental des noyaux que nous avons obtenus à partir des calculs systématiques de la déformation quadrupolaire listés dans la base FRDM2012 [159]. Les seconds K_{sc} , K_{ss} sont des termes du second ordre en $A^{-2/3}$ et $A^{-1/3} \delta^2$. Nos premiers essais en utilisant donc comme

TABLE 7.1 – Liste des valeurs obtenues pour K_∞, K_s, K_{sc} et K_τ par ajustement des centroïdes des GMR (cf. texte pour les détails). Les trois premières colonnes sont à K_∞ fixe et la dernière est obtenue en laissant ce paramètre libre.

K_∞	220	240	260	235 ± 20
K_s	-198 ± 57	-216 ± 140	-234 ± 57	-212 ± 25
K_{sc}	-707 ± 243	-966 ± 577	-1226 ± 242	-771 ± 130
K_τ	-28 ± 104	-222 ± 166	-416 ± 112	-194 ± 158
χ^2/NDF	2.4			1.8

paramétrisation de l'énergie, déduite de l'équation (7.9) :

$$E_{ISGMR} = \frac{\hbar \sqrt{K_\infty + K_s A^{-1/3} + (K_{sc} A^2 + K_c Z^2) A^{-4/3} + (K_\tau + K_{ss} A^{-1/3}) \delta^2 + K_d \beta}}{\sqrt{m \langle r^2 \rangle}} \quad (7.13)$$

nous ont permis de constater, comme le disent les auteurs, que les paramètres obtenus de cette manière varient beaucoup trop pour qu'une conclusion solide soit permise. Et cela même si plus de données sont maintenant disponibles aujourd'hui (environ le double). À noter que les rayons moyens (de charge) sont extraits de la référence [13]. Nous avons donc fait un certain nombre d'hypothèses sur les corrélations des paramètres ainsi que sur leurs valeurs initiales, déduites notamment des études de Colò *et al.* [51] : $K_c = -5.2 \text{ MeV}$ fixe, $|K_\infty| \approx |K_s|$ et $K_d = 32 \text{ MeV}$ fixe. Nous avons également contraint les valeurs de K_∞ à $240 \pm 20 \text{ MeV}$. Si tous les paramètres sont laissés libres, les résultats possèdent encore de trop grandes incertitudes. Nous avons décidé dans un premier temps de regarder les noyaux plus isoscalaires ($|\delta| < 0.1$) en forçant $K_\tau = 0$ et nous avons vérifié que K_∞ est compatible avec $240 \pm 20 \text{ MeV}$ [51], et nous trouvons $K_\infty = 212.5 \pm 17.0 \text{ MeV}$. Puis en forçant $K_\infty \approx K_s \approx 240 \pm 20 \text{ MeV}$ nous avons ajusté K_{sc}, K_τ sur les données pour $|\delta| > 0.15$. Enfin nous libérons cette dernière valeur et les résultats finaux sont présentés sur le tableau 7.1. À noter que seuls les points proches de la courbe en noir (figure) sont conservés. Ceux trop éloignés sont généralement dus à une division de la force du fait de la déformation et ne sont pas ajustables avec notre approche.

Les barres d'erreur sont effectivement souvent très importantes et les paramètres fortement corrélés. Concernant K_τ (et $K_\infty = 240 \text{ MeV}$) : nous constatons que les valeurs obtenues sont parfois compatibles avec zéro mais la valeur trouvée en laissant libre les paramètres, $K_\tau = -194.4 \pm 158.0 \text{ MeV}$ est proche de celle déduite par Colò *et al.* [51] de $K_\tau = 550 \pm 100 \text{ MeV}$ sans toutefois être

compatible. Pour permettre au lecteur de se rendre compte des résultats de l'ajustement, nous avons représenté la courbe correspondante en trait plein noir sur la figure 7.4. La surface jaune dépeint les effets des erreurs combinées de K_∞ et K_τ seulement. Cette surface délimite également les points utilisés dans l'ajustement.

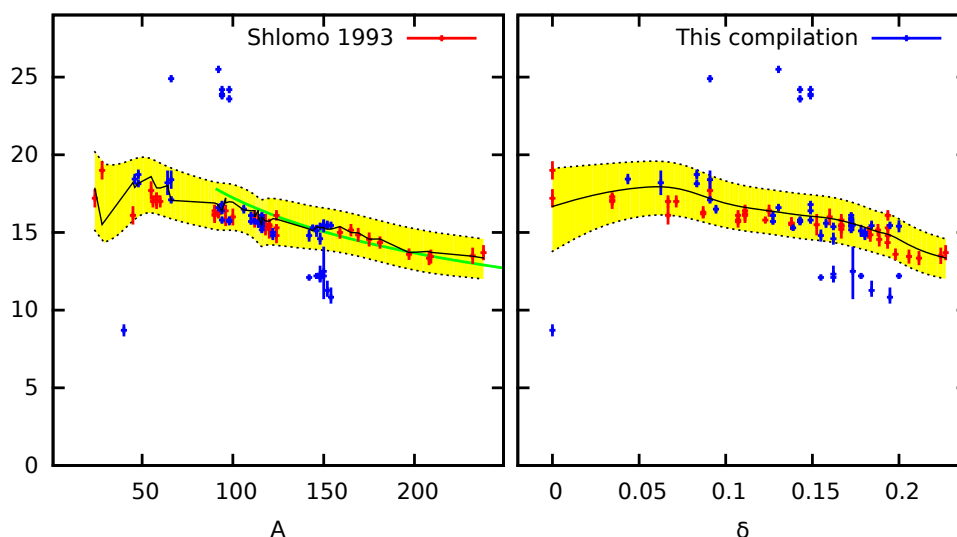


FIGURE 7.4 – Systématique expérimentale des énergies d'excitation de la GMR, à gauche en fonction de A à droite en fonction de $\delta = \frac{N-Z}{A}$. Les points rouges sont les valeurs relevées par Shlomo et Youngblood [202], les points bleues sont ceux compilés ici (valeurs dans l'annexe 10). La surface jaune représente les résultats (incluant certaines erreurs) du développement de la compressibilité, tel que présenté dans le texte. La ligne verte à gauche correspond à l'équation (7.1).

Sans surprise, cette approche s'avère limitée et on lui préférera un approche microscopique où les propriétés des résonances géantes sont déduites de calculs Hartree-Fock, (Q)RPA...

7.1.3 Résonances électriques dipolaires « Pygmées »

Nous l'avons dit les résonances dipolaires correspondent à un moment transféré $\Delta L = 1$ et le mode isovectoriel (IVGDR : IsoVector Giant Dipole Resonance) est considéré comme la première résonance géante étudiée, à travers l'étude des sections efficaces de photo-absorption. L'IVGDR correspond, dans une vision de type goutte liquide, à l'oscillation en opposition de phase du « fluide » neutron et du « fluide » proton, l'ensemble des deux espèces étant a

priori toutes entraînées dans le mouvement. L'énergie moyenne à laquelle ce mode apparaît (dans les noyaux $A > 50$) s'écrit comme la somme d'un terme de surface en $A^{-1/6}$ et un terme de volume ($A^{-1/3}$) [37] :

$$E_{\text{IVGDR}} = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{ MeV} \quad (7.14)$$

Toujours en raisonnant dans le cadre de la goutte liquide, il est alors légitime de s'interroger sur l'évolution de ce mode lorsque l'une des espèces apparaît en excès et se retrouve *de facto* moins liée au reste du cœur (provoquant halo et peau de neutrons/protons). Une oscillation de ces derniers contre le cœur se manifeste donc. À la fois du fait du faible nombre de nucléons mis en jeu et de leur énergie de liaison la résonance correspondante apparaît à basse énergie avec une force relativement faible (quelques pour cents du total de l'IVGDR). Ce mode, par opposition à résonance « géante » est appelé « résonance pygmée » (Pygmy Dipole Resonance ou PDR). L'énergie typique de l'IVGDR est autour d'une vingtaine de MeV contre moins de 10 MeV pour la PDR. Au delà de l'explication « historique » à trois fluides [158, 216] issue de la communauté des résonances géantes, l'énergie d'excitation proche de l'ordre de l'énergie entre les couches principales posent des questions sur la collectivité réelle d'un tel phénomène. De plus l'argument classique fondé sur l'épuisement de la règle de somme (pondérée en énergie ou pas) n'est peut-être pas adapté, la position en énergie proche notamment du seuil d'émission neutron ayant tendance à augmenter la section efficace d'excitation[†]. D'ailleurs différentes approches théoriques peuvent très bien reproduire l'énergie et la force observée expérimentalement tout en étant en désaccord sur la collectivité [16, 46, 181, 251]. Une autre interrogation repose sur l'aspect isovectoriel ($\Delta T = 1$) ou isoscalaire ($\Delta T = 0$) de mouvement des nucléons dans la PDR. Enfin, il semble assez direct de relier les propriétés de la PDR (en particulier sa force) à l'épaisseur de la peau de neutrons (la différence entre le rayon de la distribution des neutrons et celui des protons) [24, 97, 183].

Pour illustrer certaines de ces notions et afin d'introduire les expériences présentées plus loin, sur la figure 7.5 sont dessinés les pourcentages de règle de somme épuisées en fonction de l'épaisseur de la peau de neutrons pour le ^{26}Ne et le ^{68}Ni . Pour le ^{26}Ne le graphique présenté à gauche mélange différents calculs et résultats. Tout d'abord la mesure de la force de la PDR dans le ^{26}Ne (surface cyan) est donnée dans notre article [79] (dont les détails seront présentés plus loin) en pourcentage de la règle de somme pondérée en énergie de Thomas-Reiche-Kuhn [49, 125, 190, 190] (TRK). La référence [97] donnant cette même force l'exprime en fraction de la m_1 et qui d'après eux est $30 \sim 40\%$

[†]. Un raisonnement possible peut se faire à travers la balance détaillée et le section efficace de capture neutronique.

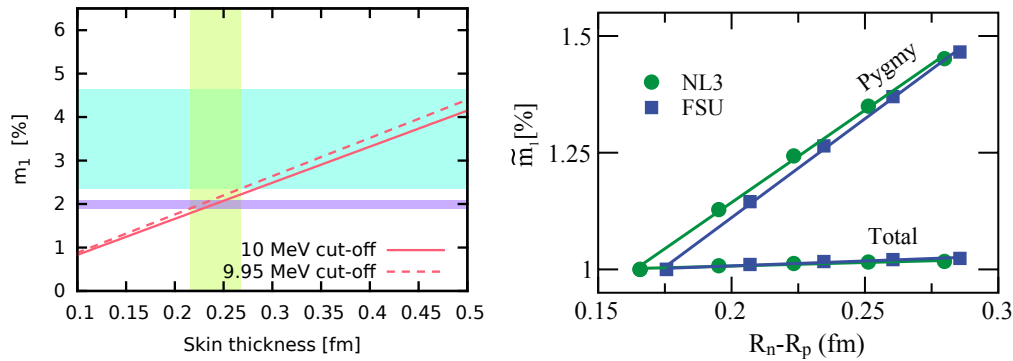


FIGURE 7.5 – Pourcentage de règle de somme pondérée en énergie (respectivement variation) en fonction de l'épaisseur de la peau de neutrons pour les noyaux de ^{26}Ne , à gauche (respectivement ^{68}Ni , à droite). Pour le ^{26}Ne les droites sont calculées à partir de [98] pour différentes coupures en énergie. La surface cyan contraignant la force est la mesure obtenue dans [79] et la mauve des calculs de [97]. La surface verte limitant l'épaisseur de la peau de neutrons est extraite des données de [144] et des calculs de [92]. Les calculs pour le ^{68}Ni proviennent de [183].

plus importante que la TRK (surface mauve); nous avons donc renormalisé nos résultats pour permettre une comparaison. L'épaisseur de la peau de neutrons est calculée à partir des résultats expérimentaux [144, 217] en prenant en compte les hypothèses théoriques [92] nécessaires à l'extraction des rayons nucléaires. Enfin la relation entre épaisseur de la peau de neutrons et force épuisée est déduite des calculs RPA de la référence [98]. Pour le ^{68}Ni des calculs RPA [183] présentent une variation significative de la force avec l'épaisseur de la peau de neutrons, les valeurs absolues donnant une épaisseur de l'ordre de 0.21 fm.

Une revue complète des résultats et interprétations sur la PDR se trouve dans la référence [200].

7.2 Mesure des modes de compression

7.2.1 Sondes et techniques utilisées dans les noyaux stables

Afin d'étudier les modes de compression ISGMR et ISGDR il est nécessaire d'utiliser des sondes isoscalaires, si possible avec le moins de structure possible. Historiquement les deutons, et les ^3He aux alentours de 65 MeV/nucléon sont particulièrement adaptées [89], les protons présentant des difficultés notamment techniques. Chacune des sondes possède ses avantages et inconvénients, et nous nous intéressons ici en premier lieu à la différence entre proton et alpha (nous excluons ^3He pour des raisons qui apparaîtront évidentes par la suite). Des calculs DWBA sont présentés sur le figure 7.6 :

- À gauche une comparaison des sondes avec les distributions angulaires de diffusion inélastique deuton (violet) et α (vert) sur le ^{68}Ni dans les mêmes conditions (énergie incidente et d'excitation).
- À droite une comparaison pour deux énergies faisceau différentes (50 et 60 MeV/nucléon) pour des états excités ISGMR à 19.5 MeV et ISGDR de 30 MeV dans le ^{56}Ni .

Le choix des noyaux est inhérent aux études faites ici, mais il est à noter que la différence de masse entre les deux isotopes ^{56}Ni et ^{68}Ni ne change (presque) rien aux graphiques et donc aux conclusions.

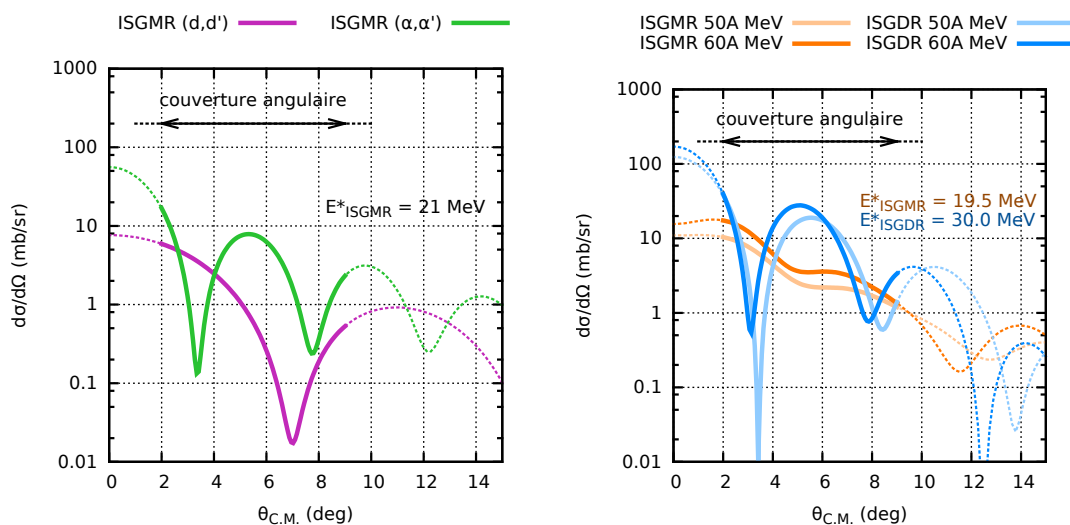


FIGURE 7.6 – À gauche : distributions angulaires théoriques montrant la différence de section efficace pour deux sondes (deuteron en violet et alpha en vert) pour une ISGMR à 21 MeV dans le ^{68}Ni et une énergie incidente de 50 MeV/nucléon. À droite : *idem* pour la réaction de diffusion alpha sur le ^{56}Ni pour deux énergies différentes dans le laboratoire (50 MeV/nucléon et 60 MeV/nucléon teinte claire et foncée respectivement) pour des états excités ISGMR à 19.5 MeV (rouge orangé) et ISGDR de 30 MeV (bleu). Une couverture angulaire « raisonnable » (voir suite du texte) est également illustrée.

On constate donc que concernant la sonde à utiliser, la réaction de diffusion α produit une section efficace près d'un ordre de grandeur plus important que la diffusion de deutons. Les calculs sont présentés ici pour l'ISGMR mais l'ordre de grandeur du rapport des sections efficaces est le même pour les ISGDR [21]. Concernant l'énergie incidente, en se limitant à celles disponibles au GANIL, nous constatons que la section efficace augmente avec cette dernière (figure 7.6 droite). Ce même graphique montre également la différence, et donc la sélectivité, des distributions angulaires ISGMR et ISGDR. L'ISGMR, $L = 0$, est essentiellement piquée vers l'avant alors que l'ISGDR décroît régulièrement.

En conclusion : un expérimentateur voulant observer les modes de compression effectuera donc de préférence une diffusion inélastique d'alpha au maximum d'énergie disponible. Son dispositif devrait être capable de mesurer les petits ($\lesssim 10^\circ$) angles dans le centre de masse, afin notamment d'observer la chute de section efficace de l'ISGMR. Conséquemment c'est au même angle que l'ISGMR sera le plus visible (sur la figure 7.6 à droite on trouve $\sim 3^\circ$).

7.2.2 Noyaux loin de la stabilité

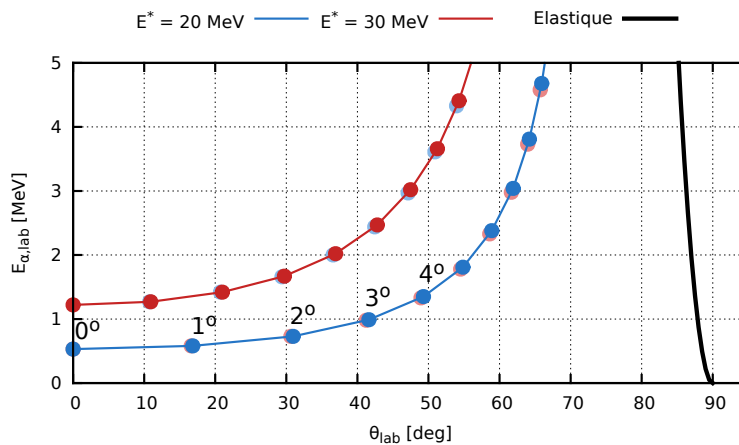


FIGURE 7.7 – Cinématique pour la diffusion d'alpha sur le ^{68}Ni , en cinématique inverse pour la diffusion élastique (gris) et pour les états excités à 20 et 30 MeV dans le ^{68}Ni (respectivement bleue et rouge). Les points représentent les angles centre de masse correspondants, avec un espacement d'un degré. Pour illustration, les points en arrière plan et en couleur complémentaires correspondent aux angles C.M. pour la réaction sur le ^{56}Ni .

La première difficulté dans la mesure des résonances géantes loin de la stabilité consiste à produire le ou les noyaux d'intérêt. De plus pour exciter de tels modes dans la majorité des cas une sonde voyageant à grande vitesse (ou une grande énergie ≈ 50 MeV/nucléon) est nécessaire. Ces deux points contraignent donc l'expérimentateur à produire le noyau d'intérêt sous forme de faisceau, *via* le plus souvent une réaction de fragmentation, et à l'envoyer sur une cible servant de sonde (cinématique inverse).

La conclusion de la section précédente étant que la sonde α est probablement la mieux adaptée il faut donc construire une cible d'hélium. Une cible liquide n'est *a priori* pas une difficulté technique mais en prenant en compte les cinématiques de la réaction (figure 7.7 pour le ^{68}Ni à 50 MeV/nucléon) il apparaît que l'énergie des alpha de recul aux angles d'intérêt (~ 1 MeV total) ne permet pas d'utiliser une cible épaisse. La solution est donc une cible gazeuse capable de détecter les particules d'intérêt : un cible active.

7.2.3 La cible active MAYA

7.2.3.1 Description générale

MAYA [59], développée au GANIL dans le cadre du programme de physique associé au projet SPIRAL₁, est une TPC[†] où le gaz sert aussi de cible. Elle a été conçue pour détecter des particules de basse énergie et peut être utilisée avec différents gaz (ou mélanges) à condition que celui-ci puisse servir de milieu de détection (voir plus loin). La pression maximale est pour des raisons mécaniques de 3 atm. Cette cible active a été utilisée avec succès dans plusieurs types d'expériences : diffusion élastique résonante, diffusion inélastique et transfert; une liste exhaustive peut être trouvée dans les thèses de M. Vandebrouck [235] ou S. Bagchi [21].

Un schéma simplifié du détecteur est présenté sur la figure 7.8. Pour des informations détaillées sur la géométrie et le fonctionnement de MAYA, le lecteur est invité à se référer à l'article [59] et aux différentes thèses l'ayant utilisée [21, 45, 194, 196, 235]. Nous ne donnerons ici que les grandes lignes nécessaires à la compréhension des résultats expérimentaux.

Le faisceau pénètre dans le volume actif de gaz à travers une fenêtre de mylar de 13 mm de diamètre et de quelques microns d'épaisseur[‡]. MAYA est divisée en deux zones principales :

Une zone active où la réaction et la dérive des électrons ont lieu. Le volume de cette zone est de $28 \times 25 \times 20 \text{ cm}^3$ délimitée dans sa partie supérieure par la plaque de la cathode et dans sa partie inférieure par la grille de Frisch. Cette dernière est maintenue au potentiel de la masse alors que la cathode peut aller jusqu'à -10 kV , créant ainsi le champ de dérive dont l'homogénéité est maintenue par des bandes métalliques (respectivement des fils)[§] sur les parois du détecteur (en aval du détecteur). Les électrons produits par ionisation du gaz dérivent en direction de la grille de Frisch.

†. Chambre à projection temporelle.

‡. L'épaisseur dépend de la pression du gaz et donc de l'expérience.

§. Ces bandes métalliques sont connectées en série avec des résistances.

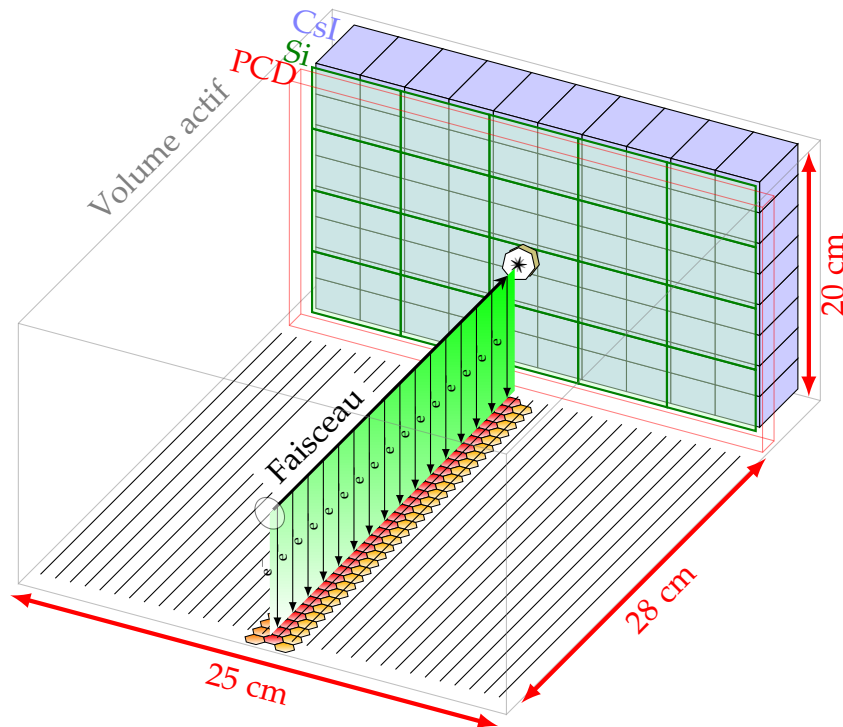


FIGURE 7.8 – Vue schématique du détecteur MAYA. On y voit les 32×32 pads hexagonaux et au dessus les 32 fils d'amplification. Ici la détection est illustrée par le passage d'un faisceau. Ce dernier ionise le gaz et les électrons générés dérivent vers la zone d'amplification pour induire une charge sur les pads. Si le faisceau traverse le gaz il termine sa course dans le détecteur diamant (cercle blanc). Si une particule est diffusée dans le gaz, elle peut atteindre le mur de 5×4 silicium puis le mur de 10×8 CsI.

La zone de détection est constituée, en dessous de la grille de Frisch, de fils d'amplification anodiques parallèles au faisceau, et d'une cathode segmentée en 32×32 hexagones d'un « rayon » de 5 mm (les « pads »). Le potentiel appliqué entre la cathode et l'anode, ainsi que la distance entre l'anode et la cathode, détermine la largeur des traces détectées sur la cathode.

Les signaux enregistrés proviennent d'une part des fils d'amplification (temps et énergie) ainsi que l'amplitude de la charge induite sur les pads par les électrons. Il est important de noter que tous les 1024 pads ne sont pas systématiquement lus (~ 1 ms serait nécessaire à chaque fois), mais seuls ceux situés sous le fil d'amplification correspondant (soit 32 pads par fil). La lecture des pads est donc assujettie à la réponse des fils, une partie desquels constituent la plupart du temps le trigger principal.

7.2.3.2 Détecteurs auxiliaires

Au-delà de la détection dans le volume actif principal du gaz, plusieurs dispositifs supplémentaires, placés en aval de MAYA, sont disponibles (voir 7.8).

Une chambre à dérive « verticale » : (notée PCD en rouge pour Petite Chambre à Dérive sur la figure 7.8) placée après les pads et couvrant la surface des autres détecteurs auxiliaires. Elle permet de mesurer avec précision la position des particules chargées émises à l'avant et sortant du volume actif, dans le plan perpendiculaire au faisceau.

Un détecteur diamant : (noté avec une étoile \star sur la figure) d'une surface de 1 cm^2 permettant d'arrêter et de mesurer l'intensité du faisceau.

Un mur de silicium : (en vert) composé de 4×5 détecteurs de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ et de $700 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur.

Un mur d'iodure de césium (CsI) : (en bleu) composé de 8×10 détecteurs de $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ et de 10 mm d'épaisseur (auparavant 4×5 détecteurs de $5 \times 5 \text{ cm}^2$), placé le plus souvent juste derrière les silicium. Dans la configuration maximale en granularité, quatre CsI couvrent un silicium.

7.2.3.3 Améliorations liées aux expériences présentées

Le mélange d'hélium : une des difficultés d'une cible active comme MAYA est qu'il faut que la cible soit bien évidemment gazeuse mais également capable de servir de médium de détection. Des centres diffuseurs protons (deutérium ou tritium) peuvent provenir par exemple d'un gaz d'isobutane ou de dihydrogène H_2 (éventuellement lourd : D_2 ou T_2). L'hélium (-3 ou -4) pur n'est en revanche pas un gaz utilisable pour la détection, son énergie d'ionisation très grande [135] générant systématiquement des claquages. Il est donc nécessaire d'y ajouter un autre gaz, appelé « quencher » afin de réduire la probabilité de décharge. Le souci est que ce dernier peut servir de cible et doit donc être ajouté avec la plus faible quantité possible. Des études ont été menées [14] pour trouver le meilleur quencher : une molécule composée de noyaux tous bien plus lourds que l'hélium, pour permettre de distinguer clairement une réaction sur ces

derniers de celle sur l'hélium, et qui soit efficace en très petite quantité. Notre choix s'est porté sur le tétra-fluorure de carbone (CF_4) pour lequel quelques pour cents suffisent au mélange et qui est de plus un gaz rapide. À noter que la régulation du mélange fût au départ une difficulté technique, le mélangeur fonctionnant en débit et l'usine en densité, induisant des instabilités.

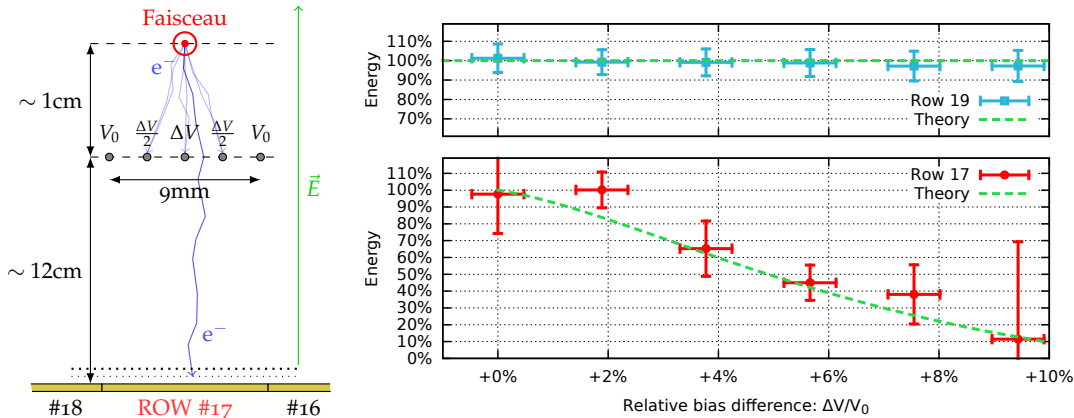


FIGURE 7.9 – A gauche : principe de fonctionnement du masque faisceau de MAYA. A droite (adaptés de [178]) : résultats obtenus avec une source α comparés aux simulations pour la rangée de pad #17 (située sous le masque) en bas et la rangée #19 (en dehors du masque) en haut.

Un masque électrostatique a été conçu pour écranter partiellement le faisceau incident. En effet dans certains cas celui-ci est lourd et rapide et peut déposer une quantité d'énergie dans le gaz un à plusieurs ordres de grandeur au dessus de l'énergie de l'ion de recul, « aveuglant » le détecteur pour ce dernier. La première méthode [160] consistait à complètement masquer le faisceau dont on perdait ainsi l'information ce qui aurait pu améliorer la reconstruction des trajectoires des particules d'intérêt (en particulier la recherche du point d'interaction, voir la section sur les techniques d'analyse). Le dispositif présenté sur la figure 7.9 à gauche permet quant à lui de n'absorber qu'une fraction des électrons produits autorisant les autres à dériver jusqu'au plan d'amplification et donc à être enregistrés sans saturer l'électronique. Le principe en est simple : on place sous la trajectoire théorique du faisceau un ensemble de fils donc le potentiel est ajustable. Les fils externes sont au potentiel *normal* du champ électrique uniforme de dérive et les fils internes à un potentiel *positif* additionnel permettant d'attirer les électrons et de les évacuer du gaz avant qu'ils ne dérivent. Ce dispositif a été validé par des mesures avec sources [85, 178] ainsi que par simulation. Un exemple en fonctionnement est présenté sur la figure 7.9 à gauche. En bas et en haut sont présentées respectivement les charges

collectées en fonction de la « surtension » appliquée sur le masque, pour les rangés de pads #17 et #19, ces dernières se situant au dessous du faisceau et deux rangées (soit ~ 15 mm) sur la droite respectivement. On voit que la charge collectée en dehors du masque (et donc en dehors de la trajectoire théorique du faisceau) reste inchangée alors que seulement 10% de changement sur la tension de dérive masque plus de 90% du faisceau. Un tel dispositif peut modifier cependant les vitesses de dérive de manière complexe pour les électrons sous le faisceau [85, 178] mais cette information n'étant le plus souvent pas utilisée ceci est sans réelle conséquence sur l'analyse.

7.2.3.4 Principe d'analyse

Nous donnons ici les grandes lignes de l'analyse des données liées aux résultats sur les résonances géantes présentés plus en aval. Pour plus de détails le lecteur est invité à se référer aux différentes thèses et articles traitant du sujet [22, 45, 58, 59, 160, 194, 195, 197, 235]. À noter qu'une des caractéristiques des analyses de MAYA est que les procédures entre les différentes expériences, même pour les conditions *a priori* proches, sont souvent très spécifiques. L'explication peut en être que ce détecteur n'est finalement qu'un prototype très avancé pour les futures générations de cible active et que des améliorations ont été systématiquement apportées à chaque nouvelle expérience, rendant les conditions de fonctionnement effectivement différentes d'une fois sur l'autre.

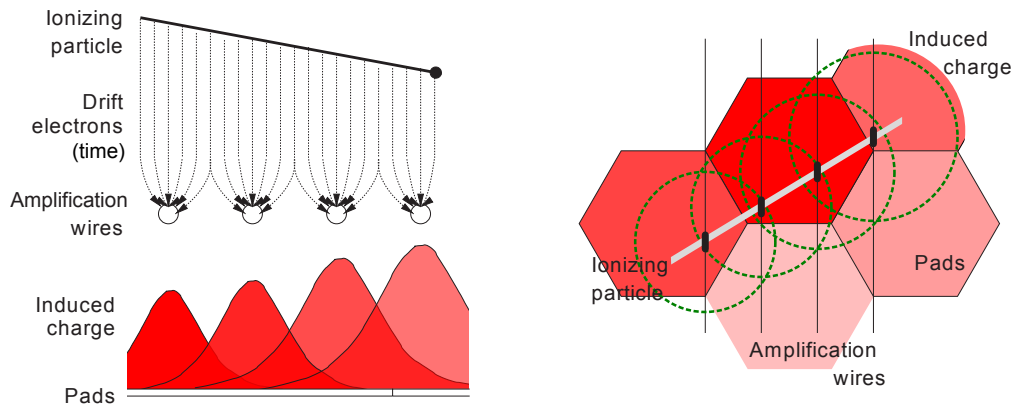


FIGURE 7.10 – Principe d'obtention et de reconstruction des traces dans MAYA. Adapté de [59].

Reconstruction des traces : les particules d'intérêt chargées (faisceau et recul) déposent par ionisation tout ou une partie de leur énergie dans le gaz. On obtient après dérive une projection sur le plan de pads de la trace en 3D (voir figure 7.10 à gauche). À partir des observables « position du pad » et « charges collectées » différents algorithmes (dépendant des caractéristiques des traces) sont appliqués pour en connaître l'équation (en 2D, voir figure 7.10 à droite). La mesure des temps de dérive relative donne alors la troisième dimension (figure 7.10 à gauche).

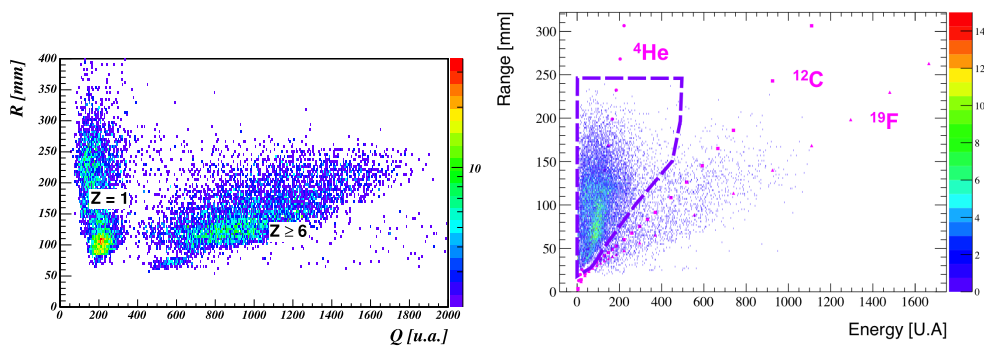


FIGURE 7.11 – À gauche : parcours en fonction de l'énergie déposée pour la réaction de diffusion deuton. Extrait de la thèse de C. Monrozeau [160]. À droite : idem pour la réaction de diffusion alpha. Extrait de la thèse de M. Vandebrouck [235].

Identification des noyaux : l'identification des noyaux est fondée sur la corrélation *a priori* spécifique entre le parcours des espèces mesurées et leur dépôt d'énergie. À noter que la mesure de la charge déposée, que ce soit *via* les pads ou *via* les fils, possède un (très) mauvaise résolution (voir figure 7.11) et donc cette identification est le plus souvent grossière (non séparation proton/deuton par exemple sur la figure 7.11 à gauche). Le bruit expérimental ne peut donc pas toujours être rejeté de cette manière mais les caractéristiques des cinématiques sont souvent suffisamment spécifiques pour permettre l'extraction des observables d'intérêt.

Reconstruction de l'énergie d'excitation : la plupart des expériences se font en masse manquante c'est-à-dire que l'on effectue une réaction à deux corps où la mesure de l'énergie (d'excitation) d'un des deux corps se fait à travers la mesure de la cinématique du partenaire. Ici l'ion de recul est le noyau sonde contenu dans la cible. Son énergie est connue à partir de son parcours (après identification). L'énergie de l'ion incident est éventuellement donnée par des détecteurs de faisceau et calculée au point de réaction en tenant compte des matériaux traversés.

Reconstruction des sections efficaces : il est nécessaire de s'appuyer sur une simulation car l'estimation de l'efficacité de détection dans MAYA est complexe. *A priori* le volume de gaz et la présence à l'intérieur de ce dernier de tous les composants d'intérêt de la réaction donne l'impression que seule la prise en compte de l'acceptance géométrique (les particules doivent rester dans le volume) est suffisante. S'ajoutent cependant au moins deux effets à cela :

- les particules de recul émises juste au-dessus ou au-dessous de la trajectoire du faisceau sont masquées par ce dernier[†], ce qui implique une dépendance en ϕ de l'acceptance.
- un certain nombre de pads doivent être touchés pour reconstruire la trajectoire en deux dimensions. L'efficacité de reconstruction est donc assujettie à la longueur projetée des traces sur le plan cathodique ; longueur qui dépend bien sûr de l'énergie de la particule mais également de l'angle ϕ de cette dernière avec le faisceau.

Il est très difficile d'affirmer que l'efficacité absolue de détection de MAYA est précisément connue ou reproductible. D'autres facteurs systématiques difficiles à estimer rentrent en jeu, et l'effet en est illustré sur la figure 7.16.

7.3 Mesure des résonances isovectorielles dipolaires (IVGDR et PDR)

7.3.1 Sondes et techniques utilisées

En se concentrant uniquement sur la mesure de l'énergie moyenne à laquelle apparaît la résonance pygmée et la force qu'elle épuise, la sonde utilisée pour les résonances géantes dipolaires dans les noyaux stables est la photo-absorption [89]. Cette réaction impliquant d'envoyer des photons sur le noyau d'intérêt, elle n'est pas envisageable pour des noyaux exotiques sondés par cinématique inverse. Dans ce cas là, la réaction de substitution est l'excitation Coulombienne, qui pour des réactions à haute énergie peut se modéliser par l'absorption d'un photon virtuel (initialement décrite dans [67, 245, 248] et plus récemment voir par exemple [11, 12, 26, 162]) et schématisée sur la figure 7.12. L'idée sous-jacente est que les composantes du champ électromagnétique vues par une particule à très grande vitesse approchant un objet chargé sont, à une correction près, semblable à celles du photon [101]. Cette écriture est particulièrement vraie aux « hautes » énergies incidentes. De plus l'hypothèse selon laquelle seule l'excitation Coulombienne est en jeu n'est valable que « loin » du potentiel

†. Une manière partielle d'y remédier serait d'équiper les fils avec des multi-hit TDC.

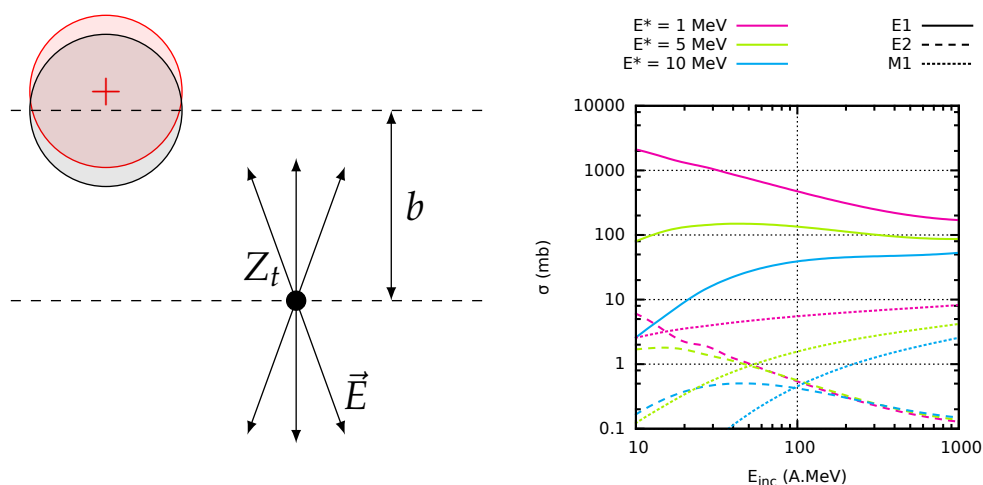


FIGURE 7.12 – À gauche : schéma de principe de la réaction d'excitation Coulombienne où un noyaux arrive avec une certaine énergie et un paramètre d'impact b sur une noyau de charge Z , ressentant ainsi le champ électrique induit. À droite : nombre de photon virtuels, fonction de l'énergie incidente pour différentes polarités (E1 en ligne pleine, E2 en pointillés et M1 en tirets) et différentes énergies d'excitation (1,5 et 10 MeV respectivement rouge, vert et bleu). Extrait de [77].

nucléaire et l'on définit donc un paramètre d'impact minimum supérieur à la somme des rayons des noyaux en jeu en deçà duquel la section efficace de réaction comprend de manière non négligeable une composante nucléaire. Pour toute réaction entre ions lourds induisant une diffusion, on définit de manière semblable un angle maximum de diffusion, dit « d'effleurement » (ou *grazing*).

Conclusion : l'excitation Coulombienne pour être semblable à la photo-absorption doit se faire à *zéro degré* et à haute énergie incidente.

Ces conditions ne sont pas toujours possibles, ni souhaitables : en particulier si cela nécessite la mise en place d'un détecteur dans la direction du faisceau. Une première approche, notamment pour corriger des effets de la réaction nucléaire, consiste à effectuer deux réactions : une sur cible lourde (plomb, or) où vont avoir lieu une excitation Coulombienne et nucléaire et une sur une cible légère (carbone) où l'on suppose que la réaction est uniquement nucléaire. Nous avons (re)démontré dans l'article [78] sur le cas du ^{26}Ne qu'*a priori* une bonne connaissance de la distribution angulaire de diffusion inélastique sur cible lourde est suffisante pour différencier les processus.

7.4 Résultats sur les modes de compression

7.4.1 Introduction et historique

Nous présentons dans cette section les résultats et conclusions tirés d'une série de trois expériences utilisant la cible active MAYA et ayant pour but de mesurer les modes de compression dans deux des isotopes de nickel instables : le ^{56}Ni déficient en neutron[†] et le ^{68}Ni riche en neutrons.

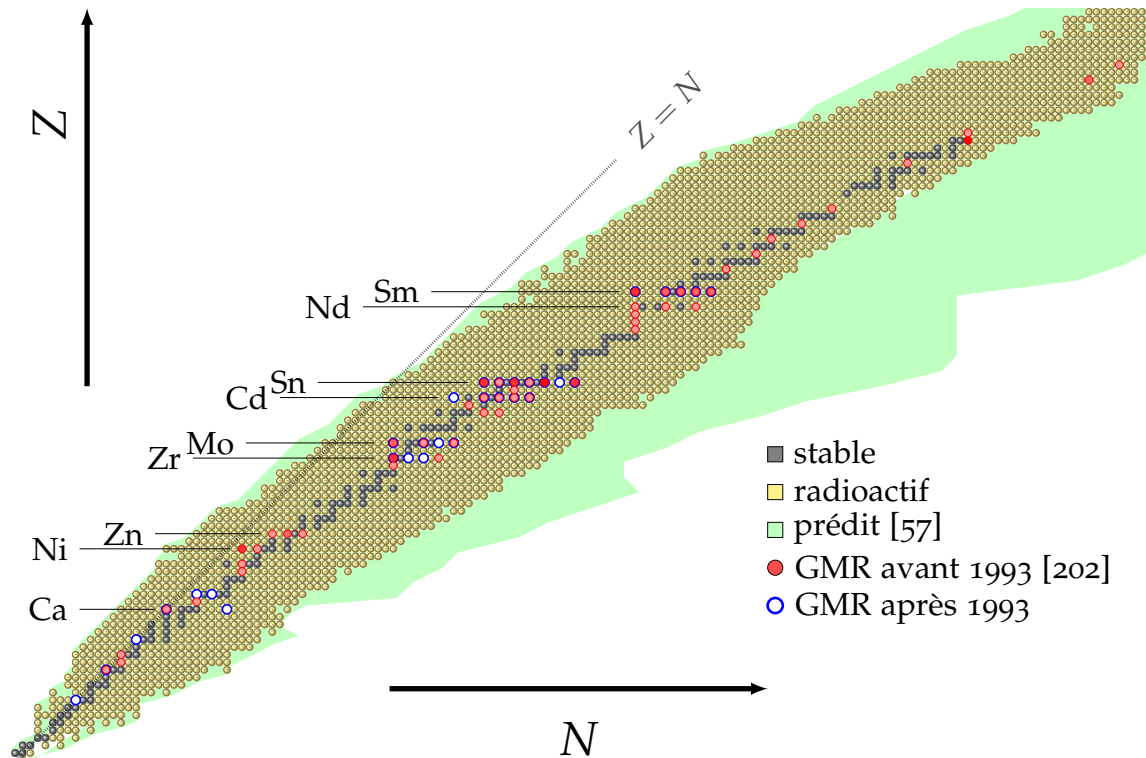


FIGURE 7.13 – Charte simplifiée des noyaux avec, encadrés, les noyaux stables pour lesquels les caractéristiques de l'ISGMR ont été mesuré. Les données sont séparés en deux groupes : avant la compilation publiée en 1993 par Shlomo et Youngblood [202] (cercles rouges) et après [88, 99, 100, 136, 140, 141, 179, 231, 253–255] (cercles bleus). Dans le premier cas la teinte rouge augmente avec le nombre de mesure.

Justifions tout d'abord le choix de la chaîne des nickels comme étude. Il a été guidé par plusieurs considérations dont notamment l'existence de mesures de ISGMR ou ISGDR dans les noyaux stables.

[†]. Et $N = Z$.

Concernant l'ISGMR : un grand nombre (~ 50) de noyaux stables pair-pair (de $Z = 14$ à 90) ont vu leur ISGMR étudiées (voir figure 7.13 et l'article Shlomo et Youngblood [202]), essentiellement par diffusion inélastique de noyaux d'hélium autour de 30 MeV/nucléon . Cependant au moment de la première proposition d'expérience, seulement quelques noyaux appartenant à une même chaîne isotopique avaient été publiés : $^{58,60}_{28}\text{Ni}$, $^{64-68}_{30}\text{Zn}$, $^{90,96}_{40}\text{Zr}$, $^{92,96,100}_{42}\text{Mo}$, $^{108,110}_{46}\text{Pd}$, $^{110-116}_{48}\text{Cd}$, $^{112-120,124}_{50}\text{Sn}$, $^{142,146,150}_{60}\text{Nd}$ et $^{144,148-154}_{62}\text{Sm}$. Le cas le plus intéressant est probablement celui des isotopes d'étain avec 7 noyaux, mais cela aurait impliqué d'utiliser de $^{110}_{50}\text{Sn}$ ou de $^{126}_{50}\text{Sn}$ à plus de 30 MeV/nucléon . Produire ces espèces par fragmentation (pour l'énergie) à des taux raisonnables au GANIL ($\gtrsim 10^5 \text{ pps}$) semblait difficile. C'est pour cela que le choix s'est porté au début sur le $^{56}_{28}\text{Ni}$ avec un taux de production prévu de $10 \times 10^4 \text{ pps}$ et une énergie de 33 MeV/nucléon . Cet ion étant déficient en neutrons (deux de moins que le stable le plus léger ^{58}Ni), l'expérience suivante a donc naturellement porté sur un isotope de nickel riche en neutrons : le ^{68}Ni (quatre neutrons de plus que le stable le plus lourd ^{64}Ni).

Concernant l'ISGDR : la première mesure de l'ISGDR est relativement récente [56] (1997 sachant que la découverte et l'interprétation des résonances géantes dipolaires isovectorielles date de 1947 [23]). Donc au moment d'écrire la proposition d'expérience (début 2010) seules des mesures dans les noyaux de ^{58}Ni , ^{90}Sn , ^{116}Sn et ^{208}Pb avaient été publiées. La précédente mesure de l'ISGMR dans le ^{56}Ni et la mesure de l'ISGDR dans ^{58}Ni ont donc naturellement porté notre choix sur ce premier isotope.

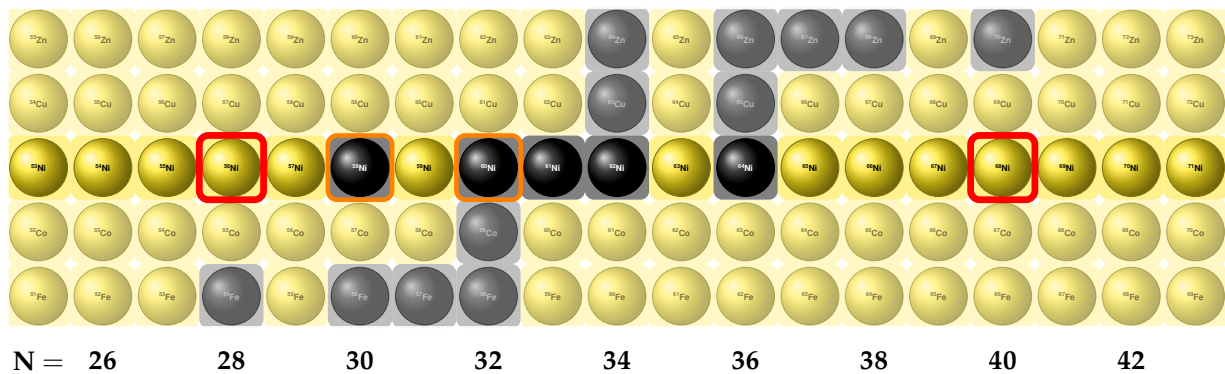


FIGURE 7.14 – Modes de compression mesurés dans la chaîne des isotopes des nickel ($Z = 28$). Les noyaux en noir sont stables, ceux en jaunes radioactifs. Les isotopes radioactifs encadrés en rouge sont ceux présentés dans ce document, ceux en orange ont été étudiés par ailleurs.

Nous reprendrons en fin de section les résultats obtenus dans l'ensemble de la chaîne des nickel, mais pour situer le problème nous présentons sur la figure 7.14 les isotopes pour lesquels l'ISGDR et/ou l'ISGMR ont été mesurées.

Nous faisons le choix de ne pas présenter les résultats obtenus dans l'ordre de parution mais en regroupant ces derniers par noyau. Les copies intégrales des articles étudiés dans la suite sont incluses en annexe, aux pages 266, 260, 261 et 262.

7.4.2 Diffusion inélastique de deuton sur le ^{56}Ni ($A/Z = 2$) : C. Monrozeau *et al.* PRL 100 (2008) 042501 & Thèse

La première expérience visant à mesurer des états de compression dans un noyau instable à l'aide d'une cible active a été effectuée durant l'été 2005 dans le cadre de la thèse de Charlotte Monrozeau à l'IPN d'Orsay [160]. Le faisceau (et donc le noyau étudié) était le nickel déficient en neutrons ^{56}Ni . Produit par le dispositif SISSI [15] avec une pureté de seulement 33%, il a été purifié une seconde fois par le spectromètre SPEG [31] au bout duquel était placée la cible active MAYA. Il rentrait dans la cible 5×10^4 particules par seconde de ^{56}Ni pur à 99% et à une énergie de 50 MeV/nucléon. MAYA était remplie à 1 atm[†] de gaz de deutérium pur. Afin de réduire l'impact de la présence du faisceau dans les détecteurs, un masque opaque avait été apposé de long de sa trajectoire. Des silicium ainsi que ces CsI de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ étaient placés en aval du volume actif. Un détecteur diamant à zéro degré permettaient de compter l'intensité faisceau.

L'expérience, pourtant programmée sur une semaine n'a toutefois pu accumuler que 16 heures de données, et seule la moitié de MAYA fonctionnait. L'efficacité de la procédure expérimentale a cependant permis d'obtenir suffisamment de statistique pour déduire des informations sur la ISGMR dans le ^{56}Ni . Les résultats publiés dans [161] sont présentés sur la figure 7.15 : à gauche l'énergie d'excitation du ^{56}Ni et à droite les distributions angulaires pour les structures centrées autour 16.5 et 19.5 MeV.

Sur le spectre en énergie d'excitation on reconnaît à gauche la distribution due à la diffusion élastique. Cette dernière permet d'ailleurs d'estimer la résolution expérimentale, de l'ordre de 2 MeV (FWHM). Puis une structure autour de 15 MeV apparaît. Du fait de l'impossibilité de séparer les deutons et les protons, et donc de séparer la réaction de diffusion inélastique de deutons de sa réaction de cassure en proton plus neutron, il est ici nécessaire d'évaluer cette dernière contribution (ligne noire). La distribution des événements au dessus de ce fond

†. Pression légèrement supérieure à 1 atm pour des raisons de sécurité : en suppression la chambre a peu de probabilité d'être fortement contaminée avec de l'oxygène, rendant le mélange explosif.

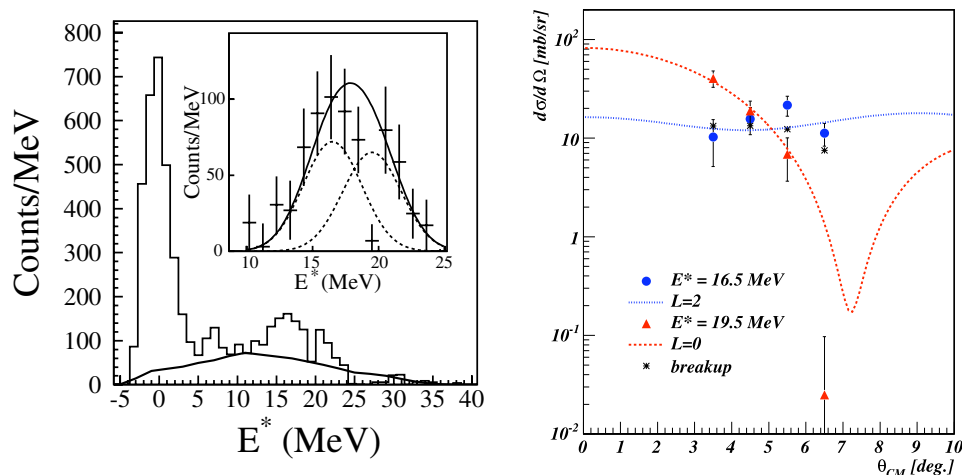


FIGURE 7.15 – À gauche : spectre total en énergie d'excitation pour le ^{56}Ni , corrigé des efficacités géométriques. En encart le même spectre soustrait du fond (cf. texte). À droite : distributions angulaires pour les structures centrées autour de 16.5 et 19.5 MeV (points bleus et rouge respectivement) comparées aux calculs DWBA pour $L = 2$ et $L = 0$ (ligne bleue et rouge respectivement) . Extraits de [160, 161].

est présentée en encart, ajustée par deux structures gaussiennes autour de 16.5 et 19.5 MeV, en tenant compte de la résolution expérimentale. Les distributions angulaires correspondantes sont présentées à droite. Elles présentent des comportements distincts en particulier la structure autour de 19.5 MeV qui chute rapidement, comportement caractéristique d'une distribution de type $L = 0$.

Les conclusions de cette expérience sont que, malgré la faible statistique[†], la diffusion inélastique dans une cible active est une méthode prometteuse pour l'étude des résonances géantes dans les noyaux en dehors de la vallée de la stabilité.

7.4.3 Diffusion inélastique d'alpha sur le ^{56}Ni ($A/Z = 2$) : S. Bagchi *et al.* PLB 751 (2015) 371 & Thèse

Nous avons réitéré quelques années plus tard (Mai 2011), suite au succès du développement d'un gaz de détection à base d'hélium (cf section 7.2.3.3). En effet les sections efficaces attendues pour l'excitation de la ISGMR par diffusion α mais surtout de l'ISGDR, but principal de cette expérience, sont autour d'un ordre de grandeur plus importantes que pour la diffusion de deutons (cf figure 7.6).

†. À mettre en perspective cependant avec le faible temps d'acquisition.

Le dispositif SISSI n'étant plus disponible à cette période là, MAYA a été installée en bout de ligne du spectromètre LISE. Contrairement à ce que nous avons anticipé sur la base de l'expérience précédente la pureté du faisceau (95%) n'a pas été une difficulté; par sécurité un plastique avait été placé avant MAYA pour permettre une identification événement par événement du faisceau entrant. Nous avons ici un faisceau à 50 MeV/nucléon rentrant dans un détecteur rempli à 500 mbar d'un mélange d'hélium (95%) et de CF₄ (5%). Les éventuels effets de la présence du faisceau étaient réduits par l'utilisation d'un masque actif (réglé pour une opacité maximale de l'ordre de 95%), autorisant cette fois-ci la mesure de sa trajectoire. Les 20 silicium et 80 CsI étaient utilisés, ainsi que le détecteur diamant à zéro degré. A noter que les silicium étaient montés avec des amplificateurs autorisant deux gains de sortie, caractéristique que nous avons utilisée afin d'identifier avec le moins d'ambiguïté possible les particules légères chargées. Si les silicium ont bien enregistré des données exploitables, un problème de signaux logiques entre ces derniers et l'électronique du plan de pad ne nous a pas permis d'enregistrer des traces dont les particules terminaient leur course dans les silicium.

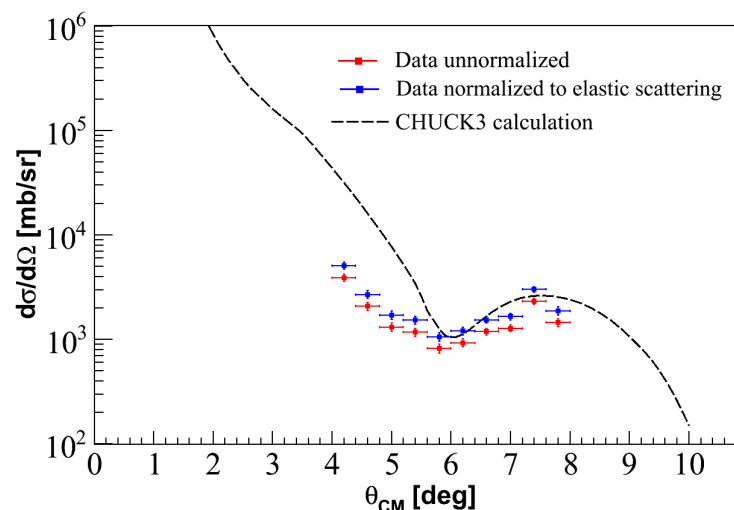


FIGURE 7.16 – Distribution angulaire élastique pour la réaction $^{56}\text{Ni} + \alpha$. Les données corrigées de l'acceptance (obtenue par simulation) sont présentées avec des points rouges. Une normalisation supplémentaire a été nécessaire (points bleus) pour reproduire globalement les calculs théoriques (ligne noire). Extrait de la thèse de S. Bagchi [21].

Les protocoles d'analyse ont été améliorés dans cette expérience par rapport à l'expérience pionnière sur le ^{56}Ni . En particulier la recherche de traces courtes, du fait de la mesure de la trajectoire du faisceau, a été améliorée. Ceci a notamment permis la mesure de la distribution angulaire de la diffusion élastique (figure 7.16). On voit que l'analyse des données permet de reproduire la forme de cette dernière, en particulier le minimum, crucial pour la suite. En revanche, un déficit de coups est à déplorer aux petites angles, déficit qui pourra être pris en compte dans la suite pour vérifier nos interprétations. Le détecteur diamant n'ayant pas fonctionné et l'efficacité du plastique en entrée n'étant pas satisfaisante, la normalisation des sections efficaces s'est faite par rapport au faisceau *via* une échelle placée sur le fil central.

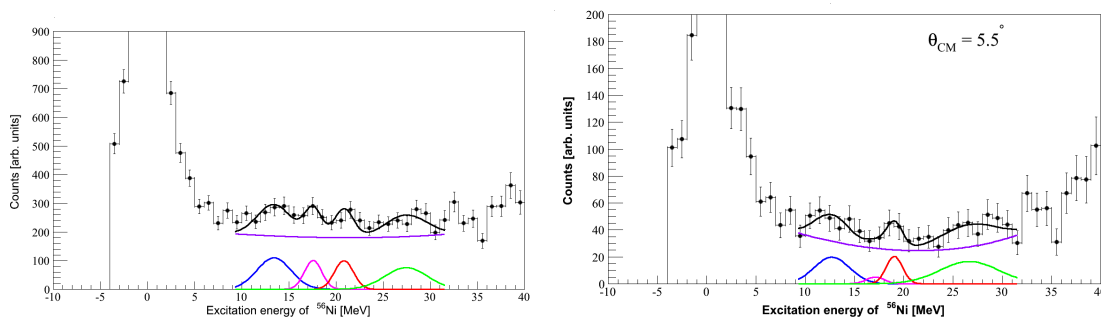


FIGURE 7.17 – À gauche : spectre total en énergie d'excitation du ^{56}Ni pour la réaction de diffusion α , corrigé des efficacités géométrique et de reconstruction. À droite : idem pour les événements émis autour de $\theta_{\text{CM}} = 5.5^\circ$. Seules les erreurs statistiques et l'incertitude sur le calcul de l'efficacité sont prises en compte. Les ajustements présentent les différentes structures, avec en rose et rouge celles d'intérêt (ISGDR et ISGMR respectivement). Le fond soustrait est indiqué par une ligne mauve. Adapté de [22].

Le spectre total en énergie d'excitation, reconstruit à partir des cinématiques de la particule α , est présenté sur la figure 7.17 à gauche. On observe autour de $E_x = 0$ MeV le pic lié à la diffusion élastique, donc les événements ont permis de reconstruire la distribution de la figure 7.16 puis à plus haute énergie un ensemble de structure de faible amplitude. Il est difficile à partir de ce seul spectre de tirer des conclusions sur la présence (ou l'absence) d'état résonants, du fait notamment de la présence potentielle d'un grand nombre d'états de différentes multi-polarités. Pour ce faire, deux méthodes sont utilisées : la première consiste à regarder le même spectre à différents angles, la section efficace d'excitation de ces états en dépendant. Certaines structures vont donc apparaître, d'autres disparaître. Est donc présenté à droite de la figure 7.17 le spectre en énergie d'excitation, mais pour des particules alpha émises à un angle correspondant à une diffusion à $\theta_{\text{CM}} = 5.5^\circ$ du ^{56}Ni . La structure autour de 20 MeV, ajustée en rouge dans les deux spectres, se détache alors de manière

plus visible du fond. Guidés par le résultat de l'expérience précédente [161], les résultats sur le proche voisin ^{58}Ni [140, 168] et les résultats de l'analyse MDA (voir plus loin), une analyse systématique à différents angles a permis de conclure à la présence de deux états : un à 17.4 ± 0.7 MeV et un autre à 19.1 ± 0.5 MeV. Les deux autres structures verte et bleue sur les figures 7.17 regroupent un ensemble de structures trop fluctuantes pour être étudiées[†]. Afin de déduire la nature de ces structures, leur distributions angulaires expérimentales ont été construites.

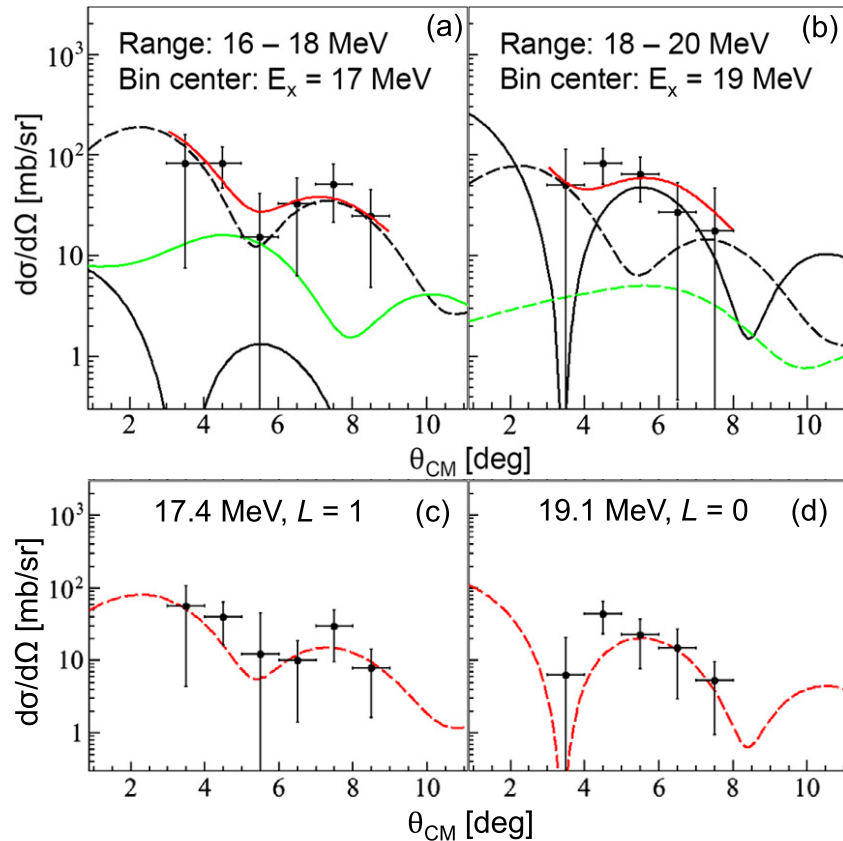


FIGURE 7.18 – (a) Distribution angulaire pour les énergies d'excitation comprises entre 16 et 18 MeV dans le ^{56}Ni , pour la réaction de diffusion α . À droite : idem pour des énergies [18 : 20] MeV. Les points représentent les données et les lignes des calculs DWBA, avec pour hypothèse une excitation $L = 0, 1, 2$ ou 3 (respectivement en noir ligne pleine, en tirets noirs, en vert ligne pleine et en tirets verts). La ligne rouge est le résultat de l'ajustement. (c) Distribution angulaire pour la structure centrée autour de 17.4 MeV d'énergie d'excitation dans le ^{56}Ni , (d) Idem pour la structure à 19.1 MeV. Les points représentent les données et les lignes les calculs DWBA ajustés dessus. Extrait de [22].

[†]. Les spectres présentés ici diffèrent d'ailleurs dans ce sens de ceux publiés.

La partie inférieure de la figure 7.18 expose ces distributions angulaires, obtenues en mesurant la contribution à différents angles des structures à 17.4 MeV (à droite) et 19.1 MeV (à gauche), identifiées sur les spectres en énergie d'excitation (figure 7.17). Ces distributions sont corrigées de l'acceptance angulaire, et peuvent être ainsi comparées avec des calculs théoriques, ici pour $L = 1$ et $L = 0$ respectivement. Les deux résultats montrent une bonne compatibilité entre expérience et théorie (assez caractéristique si elle doit être comparée à des L plus grand, en vert sur la figure 7.18), ce qui nous a amené à conclure que ces deux états étaient bien existants et probablement de type ISGDR et ISGMR respectivement. Cependant la résolution et la statistique ne nous permettent pas d'être aussi affirmatif et une seconde approche dans l'analyse des résultats a dû être effectuée.

Cette dernière est présentée dans la partie supérieure de la figure 7.18 où sont montrées les distributions angulaires pour différentes tranches en énergie du spectre en excitation (16–18 et 18–20 MeV). L'analyse de ce type de distribution, puisque qu'aucune structure en particulier n'est sélectionnée, se fait par décomposition multi-polaire (*multipole decomposition analysis* ou MDA) : c'est-à-dire que l'on ajuste les différentes distributions angulaires théoriques pour $L = 0, 1, 2, \dots$ et l'on reconstruit la force (techniquement le poids relatif) de chacune en fonction de l'énergie d'excitation. Cette approche est historiquement plus utilisée pour les analyses de résonances géantes alors que l'analyse des distributions directes est plus usitée pour l'analyse des états isolés ou à particules indépendantes. Le résultat final de l'analyse se trouve sur la figure 7.19 pour $L = 1$. Avant de discuter ce dernier spectre, regardons de plus près les résultats de la figure 7.18 (en haut). Quatre distributions sont utilisées : $L = 0, 1, 2$ et 3 (respectivement en noir ligne pleine, en tirets noirs, en vert ligne pleine et en tirets verts) et dans le premier cas la distribution en $L = 1$ est majoritaire alors que celle en $L = 0$ l'est dans le second. Ceci confirme les analyses en distribution angulaire effectuées dans le paragraphe précédent. Cela corrobore en particulier les résultats précédents de Monrozeau *et al.* sur la présence d'une ISGMR autour de 19 MeV dans le ^{56}Ni .

Enfin, la distribution de force obtenue grâce à la MDA peut être comparée à des calculs théoriques [19], ce qui est fait sur la figure 7.19 à gauche pour le ^{56}Ni . On constate bien évidemment les grandes barres d'erreur expérimentales, mais en tenant compte de la résolution expérimentale, la force apparaît presque constante sur toute la gamme en énergie d'excitation accessible (de 10 à 35 MeV). Cela ne contredit donc pas fondamentalement les calculs théoriques, dont les fluctuations en amplitudes sont très faibles (à comparer à la figure 7.25 pour le ISGMR par exemple). Ce résultat n'est ainsi pas si différent de ceux obtenus pour le noyau stable voisin, le ^{58}Ni (figure 7.19 à droite).

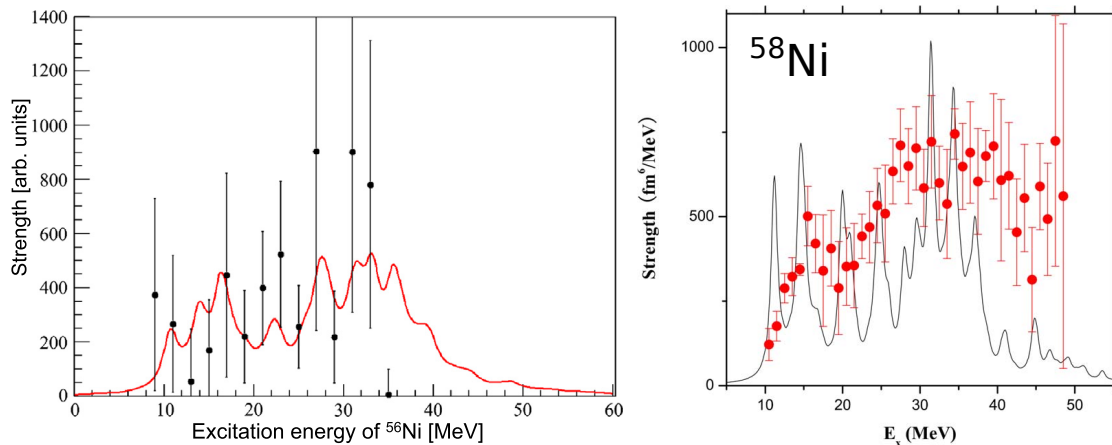


FIGURE 7.19 – Distribution de force ISGDR dans le ^{56}Ni (ces travaux, extrait de [22], à gauche) et dans le ^{58}Ni (extrait de [168], à droite) obtenu par MDA (points) comparées à des calculs HF-RPA [19] (ligne rouge) ou QRPA [50] (ligne noire).

À noter que les données de cette expérience sur un conjugué alpha ont également permis d'observer un possible état de cluster α dans le ^{56}Ni [4]. Si un article est en cours de préparation les résultats obtenus ont déjà permis la réalisation d'expériences à RCNP (Osaka). Enfin le déroulement de cette expérience a servi de support à la réalisation d'un « time-lapse » visible à l'adresse <https://youtu.be/aUxC68zb6sI> et décrit dans la section 8.3, page 209.



7.4.4 Diffusion inélastique de deuton et d'alpha sur le ^{68}Ni ($A/Z = 2.4$) :

M. Vandebrouck *et al.* PRL 113 (2014) 032504,

M. Vandebrouck *et al.* PRC 92 (2015) 024316 & Thèse

Contrairement aux deux précédentes, cette dernière expérience (effectuée en Septembre 2010) s'est concentrée sur un isotope riche en neutrons, le ^{68}Ni . Afin de maximiser les chances d'observer la GMR, et fort des résultats prometteurs de Monrozeau *et al.*, nous avons décidé de procéder à deux mesures distinctes : une avec du gaz pur de deutons et une autre avec le nouveau mélange contenant de l'hélium.

SISSI n'étant déjà plus disponible, MAYA a été installée sur LISE. Le faisceau de ^{68}Ni à 50 MeV/nucléon et pur à 75%, réagissait soit dans une cible remplie à 100% de deutérium sous 1 atm, soit remplie à 95% d'hélium et à 5% CF_4 sous 500 mbar. Les détecteurs auxiliaires utilisés étaient les 20 silicium et 80 CsI, ainsi que le diamant. Le masque actif était également monté.

L'analyse des données est sensiblement la même que pour les expériences précédentes. Quelques remarques, différences et similitudes notables :

- les détecteurs silicium, probablement à cause d'un problème de trigger, n'ont pas fonctionné correctement. Nous reviendrons sur ce point en fin de chapitre.
- l'utilisation d'un masque actif (éventuellement dans une configuration transparente) a permis une amélioration substantielle de l'identification et de l'analyse des traces courtes, comme le montre la comparaison des figures 7.15 (droite) et 7.24 où dans ce dernier cas nous avons pu descendre jusqu'à 2° centre de masse.
- La mesure dans des conditions similaires de deux réactions permettant d'étudier le même phénomène de ISGMR a permis de confirmer nos choix et notre approche.

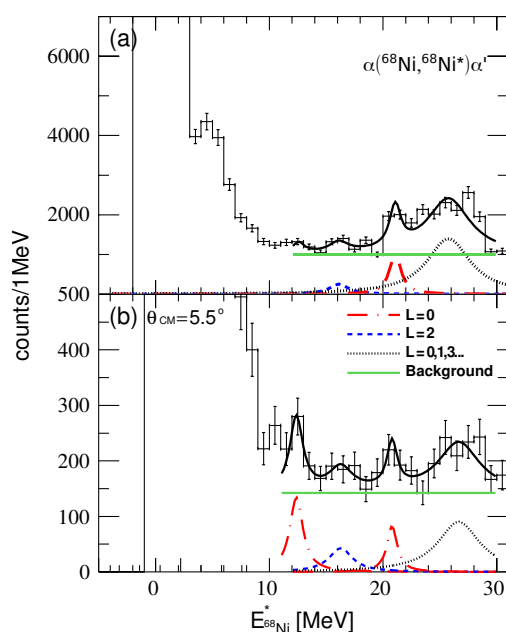


FIGURE 7.20 – (a) Spectre total en énergie d'excitation du ^{68}Ni pour la réaction de diffusion alpha, corrigé des efficacités géométriques et reconstruction. (b) Idem pour $\theta_{\text{C.M.}} = 5.5^\circ$. Le fond soustrait est indiqué par une ligne continue horizontale verte. Les données ont été ajustées avec des Lorentziennes centrées sur 12.9 MeV (en rouge), 15.9 MeV (en bleu) et 21.1 MeV (en rouge) pour le mode « soft », l'ISGQR et le ISGMR, respectivement (voir texte). Seules les erreurs statistiques et l'incertitude sur le calcul de l'efficacité sont prises en compte. Adapté de [236].

7.4.4.1 Diffusion alpha

Les résultats pour l'énergie d'excitation obtenue dans le ^{68}Ni à partir de la diffusion inélastique d'alpha sont présentés sur la figure 7.20, à la fois pour l'ensemble des événements (en haut) et pour ceux centrés autour de $\theta_{\text{C.M.}} = 5.5^\circ$ (en bas). Les spectres sont ajustés avec 4 contributions : deux de type $L = 0$ (en rouge), une de type $L = 2$ (bleue) et une contribution de plusieurs polarités à

plus haute énergie. Comme pour l'expérience de S. Bagchi *et al.* à la section 7.4.3, la confirmation de l'existence de structure et leur nature se fait à partir de leur distribution en angle, que ce soit en regardant l'évolution de leur intensité avec l'angle centre de masse, en observant directement la distribution angulaire pour un état, ou en effectuant une analyse en décomposition multipolaire.

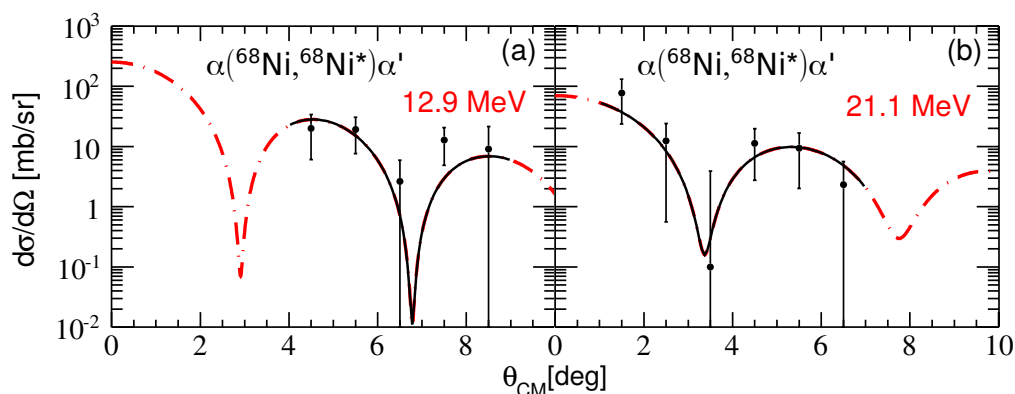


FIGURE 7.21 – (a) Distribution angulaire pour la structure centrée autour de 12.9 MeV d'énergie d'excitation dans le ^{68}Ni , pour la réaction de diffusion alpha (b) Idem pour la structure à 21.1 MeV. Les points représentent les données et les lignes les calculs DWBA, avec pour hypothèse une excitation $L = 0$. Extrait de [236].

Les distributions angulaires obtenues directement à partir de l'aire des structures observées dans les spectre en énergie d'excitation à différents angles sont présentées sur la figure 7.21 : à gauche les résultats pour l'état à 12.9 ± 1.0 et à droite pour 21.1 ± 1.9 MeV. Dans les deux cas les valeurs expérimentales s'accordent avec des calculs DWBA théoriques supposant une excitation de type $L = 0$.

L'analyse de la région en énergie d'excitation correspondante (soit respectivement $[12 : 14]$ et $[20 : 22]$ MeV) est également effectuée à travers une MDA, donc les résultats sont présentés sur la figure 7.22. Dans les deux cas, une contribution à la distribution angulaire est de type $L = 0$ ce qui confirme notre première analyse.

La distribution de force monopolaire déduite de l'analyse MDA de l'ensemble des tranches en énergie est exposée sur la figure 7.25 en vert. Nonobstant des fluctuations statistiques importantes (non représentées ici), l'ensemble des analyses directes et MDA nous amène à la conclusion que nous avons mesuré à partir de la diffusion inélastique d'alpha la force ISGMR entre 10 et 28 MeV dans

7.4. Résultats sur les modes de compression

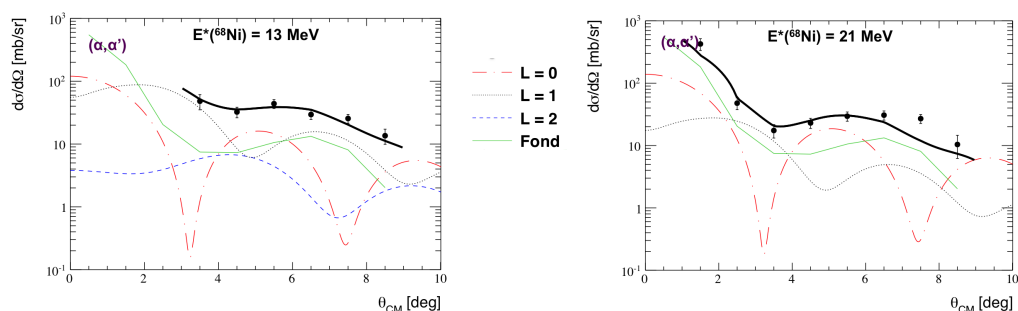


FIGURE 7.22 – À gauche : distribution angulaire pour les énergies d’excitation comprises entre 12 et 14 MeV dans le ^{68}Ni , pour la réaction de diffusion alpha. (b) idem pour des énergies [20 : 22] MeV. Les points représentent les données et les lignes des calculs DWBA, avec pour hypothèse une excitation $L = 0, 1$ ou 2 (respectivement en tirets rouges, pointillés courts noirs et pointillés longs bleus). Le fond (cf. texte) est représenté par une ligne verte. Extrait de [235].

le ^{68}Ni et que cette dernière présente deux composantes : une à basse énergie (mode dit « soft ») et une à plus haute énergie autour de l’énergie attendue (voir en fin de section pour les conclusions générales). Il est cependant important de noter que nous avons eu pour la première fois, avec cette méthode, une indication de la présence d’un soft ISGMR dans un noyau instable.

7.4.4.2 Diffusion de deutons

L’expérience a été également effectuée en utilisant comme sonde le deuton et sa diffusion inélastique. Les analyses sont identiques dans le principe à celle de la diffusion alpha, nous présentons donc sur la figure 7.23 les distributions en énergie d’excitation correspondant à différents angles centre de masse et sur la figure 7.24 les distributions angulaires déduites.

Les différents spectres en énergie montrent ici de manière directe l’apparition et la disparition des structures en fonction de leur nature ($L = 0$ en rouge et $L = 2$ en bleu). La différence principale entre la diffusion alpha et deuton est ici l’ajout d’une contribution de fond (en vert) dû à la forte probabilité de cassure du deuton et de notre incapacité à différencier proton et deuton de recul (voir section 7.4.2). Cette distribution n’est pas mesurée dans notre expérience mais adaptée d’une mesure directe [191] sur le ^{58}Ni , stable.

Les distributions angulaires présentées sur la figure 7.24 montrent que les états mesurés ici à 12.6 ± 0.3 et 20.8 ± 0.6 MeV sont bien compatibles avec $L = 0$. L’analyse en MDA, non présentée ici en détail mais dont la force ISGMR déduite est exposée sur la figure 7.25 en bleu, va également dans le même sens.

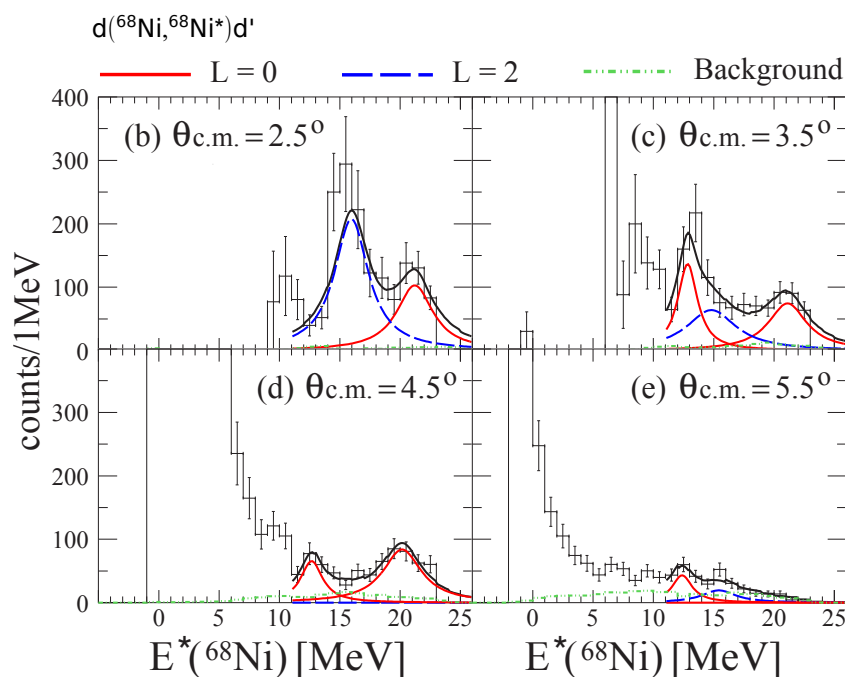


FIGURE 7.23 – Spectre total en énergie d’excitation du ^{68}Ni pour la réaction de diffusion deuteron, corrigé des efficacités géométriques et reconstruction : (e) pour $\theta_{\text{C.M.}} = 5.5^\circ$, (b) $\theta_{\text{C.M.}} = 2.5^\circ$, (c) $\theta_{\text{C.M.}} = 3.5^\circ$ et (d) $\theta_{\text{C.M.}} = 4.5^\circ$. Le fond soustrait est indiqué par une ligne en pointillé et tiret verte. Les données ont été ajustées avec des Lorentziennes centrées sur 12.6 MeV (en rouge), 15.4 MeV (en bleue) et 20.8 MeV (en rouge) pour le mode « soft », l’ISGQR et le ISGMR, respectivement (voir texte). Seules les erreurs statistiques et l’incertitude sur le calcul de l’efficacité sont prises en compte. Extrait de [237].

7.4.4.3 Conclusion

Bien que les acceptances en énergie et angle soient différentes entre les deux expériences de diffusion deuteron et alpha, les conclusions sont sensiblement les mêmes. Le fait d’avoir effectué ces deux expériences l’une après l’autre sans changement de dispositif expérimental (à part les conditions liées au la nature du gaz : pression et tensions de dérive et d’amplification) nous conforte dans nos conclusions.

Ces dernières sont donc que pour le mode $L = 0$, nous mesurons une ISGMR fragmentée de 18 MeV jusqu’à 28 MeV avec un épaulement à 21 MeV, ainsi qu’une résonance monopolaire « soft » prédite mais encore jamais observée, qui apparaît distinctement vers 13 MeV.

Bien que les conditions expérimentales étaient moins adaptées que pour le mode monopolaire, l’ISGQR ($L = 2$) a été identifiée à 17 MeV mais avec un pourcentage de EWSR épuisé souvent inférieur à ce qui était attendu.

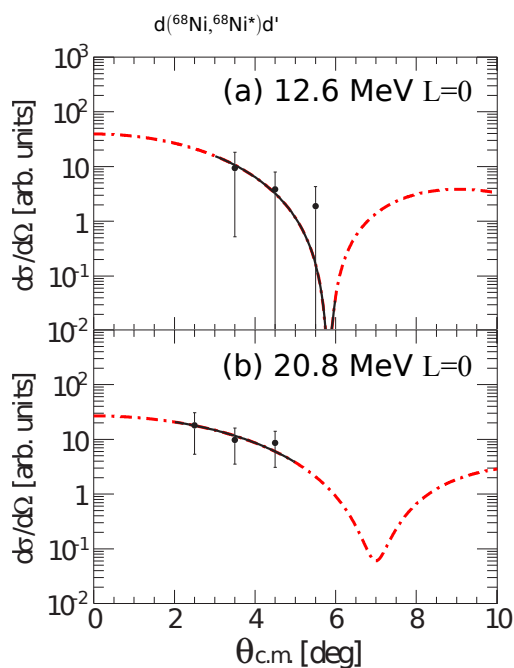


FIGURE 7.24 – (a) Distribution angulaire pour la structure centrée autour de 12.6 MeV d'énergie d'excitation dans le ^{68}Ni , pour la réaction de diffusion de deutons (b) Idem pour la structure à 20.8 MeV. Les points représentent les données et les lignes les calculs DWBA, avec pour hypothèses une excitation $L = 0$. Extrait de [237].

Enfin lors de l'analyse par décomposition multipolaire de la réaction de diffusion inélastique d'alpha, il a été observé une contribution isoscaire dipolaire, comme pour l'expérience de Bagchi *et al.*.

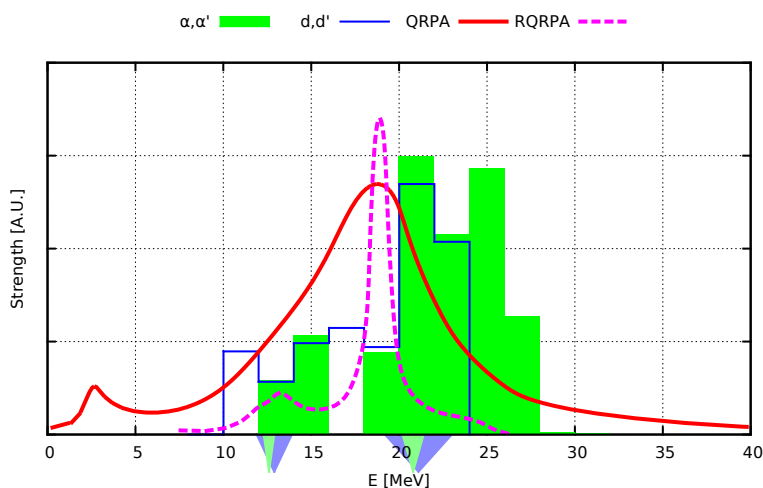


FIGURE 7.25 – Distribution de force ISGMR dans le ^{68}Ni obtenue par MDA (histogramme) comparées à des calculs QRPA [224] (ligne rouge) et RQRPA [109] (ligne en tirets violette). Les triangles en dessus de l'axe des abscisses correspondent à l'emplacement, en tenant compte de l'incertitude, des structures déduites par analyses des spectres en énergie d'excitation. Adapté de [237].

En se concentrant sur les mesures des ISGMR, les distributions des forces obtenues dans les réactions sur le ^{68}Ni sont présentées sur la figure 7.25. À noter que la normalisation de ces forces, déduite de la MDA est sujette à caution (à la fois pour des raisons théoriques et expérimentales) et nous nous sommes donc autorisé ici à renormaliser (diviser par un facteur 1.5) la distribution obtenue par diffusion d'alpha (en vert sur la figure 7.25) afin qu'elle coïncide avec celle des deutons (en bleue) au canaux correspondant à la « soft » ISGMR (autour de 13 MeV). Le résultat montre bien qu'au niveau expérimental les deux résultats sont similaires, du moins de manière relative. Cette dernière remarque est importante car dans les dernières expériences, à la fois le comptage du faisceau et l'efficacité absolue de MAYA ont été des observables difficiles à extraire, ce qui devrait être amélioré dans les prochaines campagnes.

Une comparaison avec des calculs théoriques [109, 224] montre ici que le maximum (et la moyenne) de la force, obtenue avec la méthode MDA, se situe à plus haute énergie et sont relativement bien corrélées avec les centroïdes (triangles sous l'axe des abscisses) des structures obtenues par ajustement Lorentzien des spectres en excitation. L'extension à haute énergie en revanche peut être expliquée par une mauvaise prise en compte des multi-polarités présentes, basculant ainsi la section efficace vers les excitations monopolaires.

À la vue de la statistique et de la résolution expérimentale, il est difficile de conclure si cet effet est dû à une quelconque évolution de la compressibilité nucléaire dans ce noyau riche en neutrons. Ce qui serait en soit le but de ce type d'expérience. Il est donc nécessaire d'améliorer nos résultats expérimentaux mais surtout d'être capable de les comparer à un cas connu stable (typiquement le ^{58}Ni) obtenu dans les mêmes conditions expérimentales.

7.4.5 Bilan sur les modes de compression

7.4.5.1 Bilan expérimental

Les trois expériences décrites ci-dessus ont démontré que la mesure des ISGMR dans les noyaux exotiques était faisable à l'aide d'une cible active telle MAYA. Un certain nombre d'améliorations sont cependant souhaitables et devraient être en grande partie implémentées sur la nouvelle cible ACTAR.

Nous souhaitons cependant ici adresser et illustrer certaines des erreurs et difficultés que nous avons rencontrées.

Les détecteurs silicium : la réponse du trigger des silicium est quasi instantanée si on la compare à celle des fils d'amplification du détecteur gazeux, pour des raisons physiques inaliénables conséquences de la dérive des électrons du point de réaction au plan de pad. L'électronique doit prendre en compte ces différences en temps de plusieurs microsecondes et la logique de déclenchement s'en trouve particulièrement compliquée (voir par exemple le schéma simplifié page 58 de la thèse de M. Vandebrouck [235]). Une erreur est survenue lors de ces expériences, certainement dans la mise en temps ce qui malgré des réponses satisfaisantes en source alpha et en ligne, ont révélé que les signaux des pads n'ont pas été correctement enregistrés lorsque les silicium étaient déclencheurs principaux.

Il est intéressant maintenant de regarder que furent réellement les conséquences sur les résultats et nous présentons sur la figure 7.26 une simulation géométrique de l'acceptance différenciant la détection par la TPC et par les détecteurs au silicium. Nous constatons que ce sont essentiellement les « grands » angles centre de masse qui ont été impactés et nous aurions probablement amélioré la mesure du second minimum et/ou maximum dans les distributions $L = 0$ et $L = 1$ (voir figure 7.6).

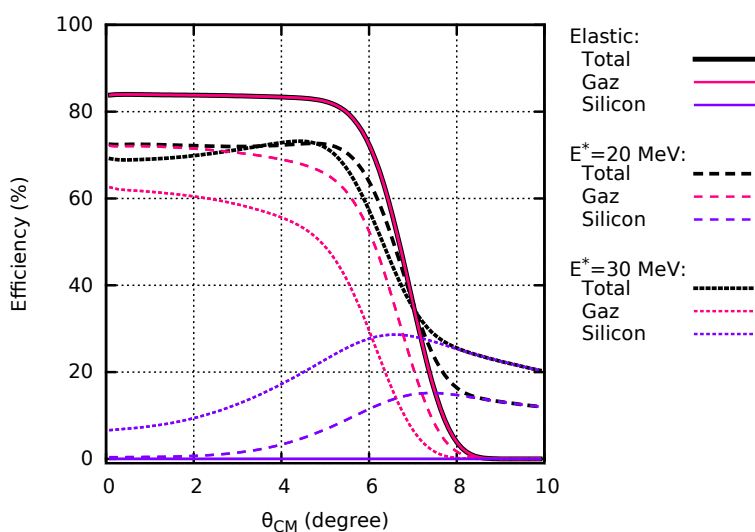


FIGURE 7.26 – Efficacités géométriques pour la réaction (α, α') sur le ^{56}Ni , dans un gaz d'hélium à 500 mbar. Sont comparées ici les efficacités de détection dans le gaz seulement avec celle incluant une détection dans les silicium, *sans tenir compte de l'efficacité de reconstruction*.

Le masque actif : malgré des effets de déformation il a permis de reconstruire avec succès le vertex de la réaction. Sa présence permet également d'augmenter l'intensité faisceau tout en réduisant la probabilité de claquage et c'était pour tester ce dernier point qu'une expérience de test dont le but physique était de mesurer les corrélations alpha dans l'état de Hoyle du ^{12}C avait été accepté au tandem d'Orsay [80]. Les UTs acceptés ont été par la suite re-soumises par D. Suzuki afin de servir de test pour ACTAR [214]. L'expérience a eu lieu avec succès en Juin 2015 et l'analyse est en cours. Enfin la déformation du champ de dérive produit un effet de « lentille » réduisant la taille de la trace du faisceau et facilitant l'extraction des traces de diffusion.

7.4.5.2 Bilan physique

Les expériences menées manquent clairement de résolution et de statistique notamment à petits angles de diffusion où la ISGMR est attendue avec le maximum de section efficace. Ceci impacte en particulier l'estimation du fond physique présent naturellement dans la mesure de résonances géantes. Elles prouvent cependant que notre approche est raisonnable et compétitive avec les outils dont nous disposons au GANIL même si des dispositifs comme l'anneau de stockage à GSI [64], permettant une augmentation substantielle de la luminosité, sont eux extrêmement prometteurs. Nous présentons d'ailleurs en fin de chapitre une lettre d'intention pour des propositions d'expérience avec ACTAR sur LISE.

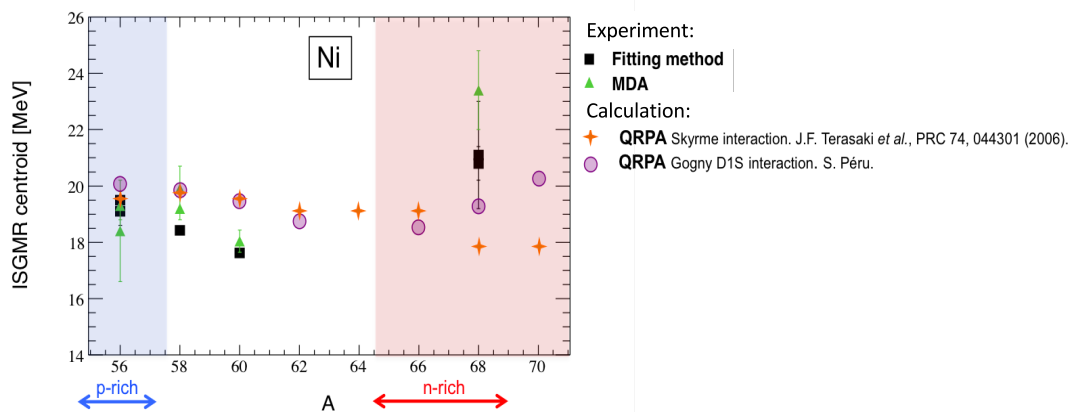


FIGURE 7.27 – Résumé des résultats expérimentaux sur les ISGMR dans les isotopes de nickel, comparé à des prévisions théoriques.

Pour appuyer ces dernières remarques, nous présentons sur la figure 7.27, les résultats pour les centroïdes des GMR dans la chaîne des nickel, comparés à des calculs théoriques exécutés pour la lettre d'intention. Nous observons une divergence théorique possible pour les noyaux les plus riches en neutron ce qui justifierait à la fois une amélioration et une l'extension des mesures.

7.5 Quelques résultats sur les résonances pygmées

La référence [200] propose une revue exhaustive des derniers résultats concernant les PDR et nous invitons le lecteur à s'y référer. Dans le cadre de ce manuscrit nous nous contenterons seulement de présenter les résultats impliquant directement l'auteur : la mesure de la PDR dans le ^{26}Ne et celle dans le ^{68}Ni .

7.5.1 Excitation Coulombienne du ^{26}Ne :

J. Gibelin *et al.* PRL 101, 212503 (2008),

J. Gibelin *et al.* PRC 75, 057306 (2007) & Thèse

Nous présentons ici succinctement l'expérience réalisée durant l'hiver 2003 au RIKEN, auprès du séparateur RIPS[123]. Le dispositif expérimental, très similaire aux expériences SAMURAI présentées dans les sections 5 et 6, est schématisé sur la figure 7.28 et comprend des détecteurs de faisceaux (PPACs), des détecteurs de fragments chargés (silicium à pistes et silicium dopés de MUST [34]), des plastiques neutron et le détecteur de gamma DALI(2). Pour plus de détails, le lecteur est invité à se référer à la thèse [77].

Comme expliqué dans les sections 7.3 et 7.5.2 la mesure de la section efficace Coulombienne se fait en combinant les mesures des réactions sur une cible lourde (par exemple du plomb) et légère (ici de l'aluminium). À partir de l'identification et la mesure des moments de tous les produits de la réaction (cf. principes d'analyse décrits dans la section 5) nous pouvons reconstruire *via* la méthode de la masse invariante la distribution de force à basse énergie dans le ^{26}Ne (voir figure 7.29 à gauche). La section efficace d'excitation Coulombienne au delà de S_n est obtenue en soustrayant les deux contributions (à gauche en haut et en bas. La nature de cet état est vérifié à partir de distributions angulaires, en utilisant les méthodes (MDA notamment) présentées dans les sections 7.4.4 et 7.4.3 (figure 7.29 à droite).

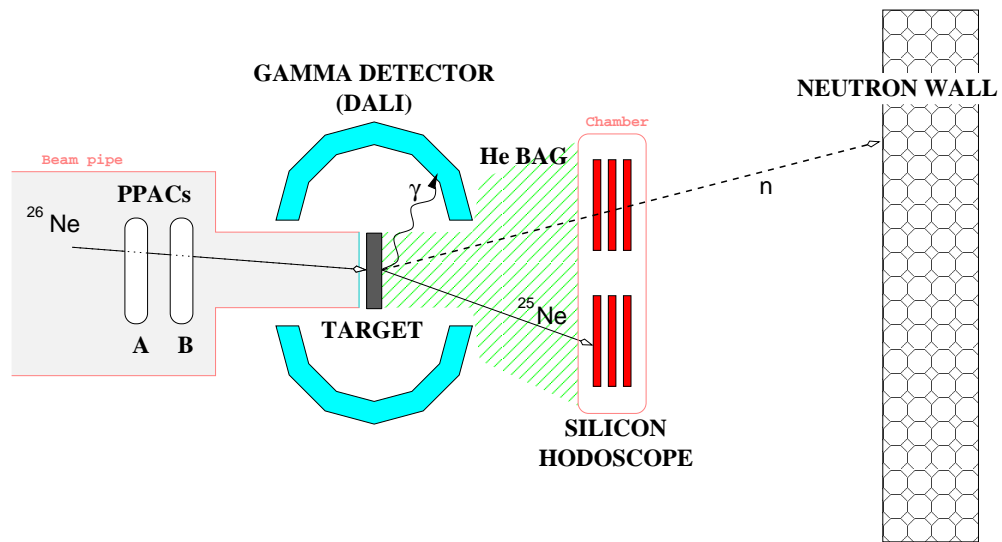


FIGURE 7.28 – Représentation schématique du dispositif expérimental pour l’excitation Coulombienne du ^{26}Ne . Extrait de [77].

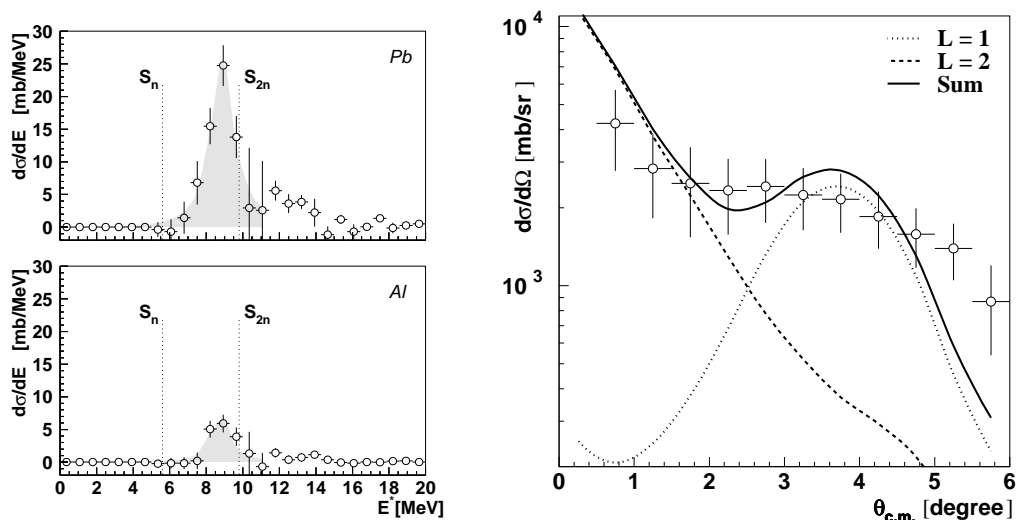


FIGURE 7.29 – À gauche : spectre en énergie d’excitation dans le ^{26}Ne obtenue à partir de la réaction sur la cible de plomb (en haut) et sur l’aluminium (en bas). A droite : distribution angulaire correspondante. Extrait de [79].

Le principal résultat de cette étude est, outre la mesure de la force de la résonance pygmée près du seuil d’émission neutron ($\approx 5\%$ de la règle de somme pondérée en énergie) que nous avons pu, à partir de la mesure des énergies des gamma du noyau fils ^{25}Ne , estimer les probabilités de décroissance de la PDR. Ce résultat permet de donner des indications fortes sur les configurations possibles composant la PDR. Cette technique sera utilisée dans les expériences à venir sur SAMURAI (voir section 7.6.3) mais à notre connaissance aucun calcul théorique n’a pour l’instant été mené afin de calculer les probabilités des décroissances de ces états vers le(s) noyau(x) fils.

Cette expérience a également donné lieu à une autre publication [78] dans laquelle nous re-mesurons la probabilité de transition réduite (voir section 6.1 pour plus de détails sur la signification de cette observable) dans le ^{26}Ne . Nous suggérons dans cet article à la vue des distributions angulaires que la précédente mesure [188] ne soustrayait pas suffisamment la contribution nucléaire, surestimant ainsi la probabilité d'excitation réduite.

7.5.2 Excitation Coulombienne et nucléaire du ^{68}Ni

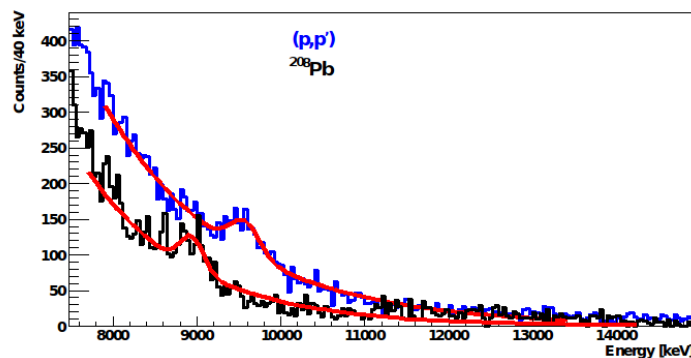


FIGURE 7.30 – Résultats préliminaires pour la décroissance gamma de la PDR dans le ^{68}Ni , analyse effectuée par S. Calinescu.

Plusieurs méthodes expérimentales, des interactions hadroniques à l'utilisation de photons réels ou excitation Coulombienne, ont été testées pour démêler la nature de la résonance pygmée (PDR). Une scission de la PDR en deux parties a été observée : à basse énergie la force isoscalaire est dominante mais diminue au profit de la force isovectorielle en fonction de l'énergie d'excitation. Afin de clarifier cette situation, des données comparant les résultats avec une sonde hadronique (isoscalaire pur dans le cas de particules α par exemple) avec l'excitation Coulombienne (les photons étant une sonde isovectorielle pure dans le cas des transitions E1) sont nécessaires.

À LISE, une expérience étudiant la PDR dans le ^{68}Ni a été menée en Mai 2012. L'existence d'une distribution de force à faible énergie avait auparavant été mise en évidence à GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) par excitation Coulombienne, avec un faisceau à 600 MeV/nucléon de ^{68}Ni . Au GANIL, l'expérience a été réalisée à 48 MeV/nucléon et le noyau incident était excité à l'aide des deux sondes différentes (proton et Coulomb). Le taux de production du ^{68}Ni et l'efficacité globale du détecteur gamma (Château de Cristal) compensent la section efficace inférieure due à une énergie incidente plus faible qu'au GSI.

La diffusion inélastique a été réalisée en alternance sur une cible de plomb et d'hydrogène (cible de CH₂). Dans le cas du plomb on sonde la PDR par excitation Coulombienne en interagissant seulement avec les protons, et dans le cas de l'hydrogène le proton interagit de préférence avec les neutrons à l'énergie considérée. Les spectres préliminaires (figure 7.30) indiquent la présence d'un pic large à des énergies différentes (9 et 9,5 MeV respectivement) pour le Pb (en noir) et le CH₂ (en bleu). Cela peut être une indication que les deux sondes peuplent différemment la partie isoscalaire ou isovectorielle de la PDR, et que cette technique est bien adaptée pour éclairer la nature de la PDR. Un article est en cours de préparation.

7.6 Futures expériences

7.6.1 Au GANIL : sur LISE

Nous nous focaliserons ici sur une lettre d'intention (LoI) soumise au PAC (Program Advisory Committee) du GANIL en avril 2016 [238]. Ce programme propose de réaliser un ensemble de mesures de résonances géantes (plusieurs modes simultanément : ISGMR, ISGDR, PDR et AGDR) auprès du spectromètre LISE. Les modes ISGMR, ISGDR et PDR ont été décrits dans les pages précédentes et nous nous contenterons de les replacer dans leur contexte au GANIL, ainsi seule l'AGDR sera (brièvement) décrite ici. Cette LoI a été transformée en proposition d'expérience pour le PAC GANIL d'automne 2017. L'esprit en a été conservé mais la partie échange de charge a du être supprimée, et c'est pour cela que nous présentons ici la LoI, plus complète et ambitieuse.

7.6.1.1 Motivations

Mode de compression : la plupart des détails sur les mesures effectuées sur ces modes dans les noyaux radioactifs au GANIL ont été donnés dans les sections précédentes, et le lecteur est invité à s'y référer.

Nature de la résonance dipolaire pygmée : de la même manière les détails concernant les récents développement dans ce domaine au GANIL sont présentés dans les sections précédentes.

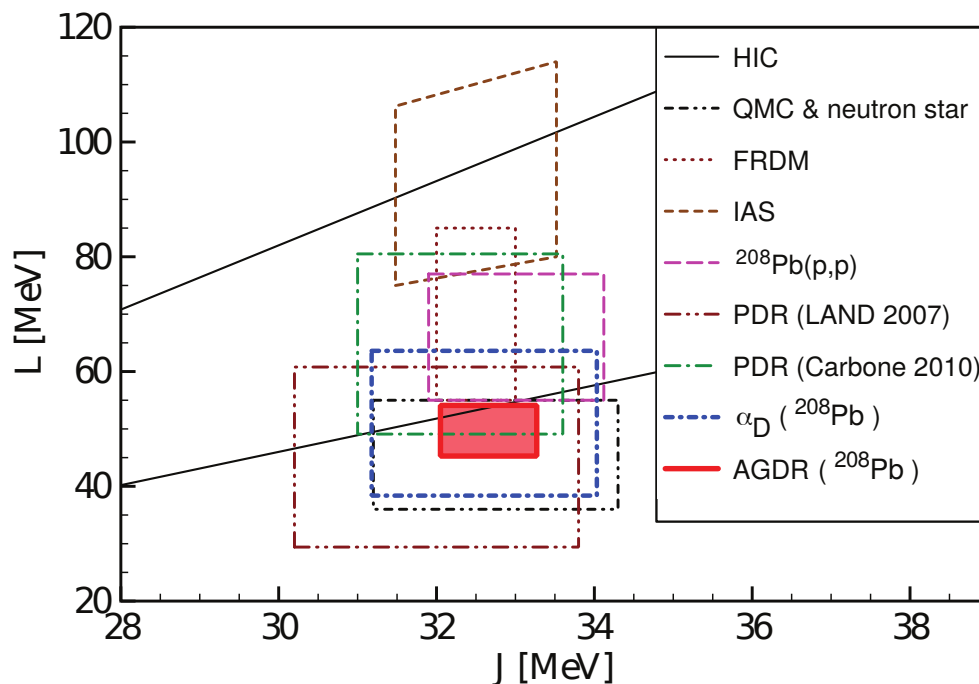


FIGURE 7.31 – Contraintes posés par différentes approches expérimentales (dont la mesure de l’AGDR en rouge) sur les paramètres L et J de l’équation d’état de la matière nucléaire. Extrait de [119]

Étude de la résonance géante dipolaire anti-analogue (Anti-analogue Giant Dipole Resonance : AGDR) : Des travaux théoriques ont démontré que dans les noyaux lourds existe une corrélation empirique presque linéaire entre l’épaisseur de la peau de neutrons et l’énergie de symétrie de l’équation d’état de la matière nucléaire en termes de diverses approches de champ moyen [73]. Cette observation a contribué à un regain d’intérêt pour la détermination précise de l’épaisseur de la peau de neutrons dans les noyaux riches en neutrons. L’AGDR observée dans les réactions d’échange de charge (p, n) a récemment été présentée comme un nouvel outil pour mesurer la peau de neutrons [120]. Plus précisément, la différence d’énergie entre l’AGDR et l’état analogue isobarique (IAS) dans le noyau fils est très sensible à l’épaisseur de la peau de neutrons correspondante. Des études sur l’énergie de symétrie ont été effectuées en utilisant les données de l’AGDR. S’il a été démontré que les paramètres extraits, l’énergie de symétrie à la densité de saturation (J) et la pente de l’énergie de symétrie (L), coïncident avec ceux obtenus par d’autres méthodes, l’AGDR fournit cependant des contraintes plus sévères.

L'AGDR a été étudiée dans plusieurs noyaux *via* la réaction (p, n) en cinématique directe. En cinématique inverse cependant, l'énergie des neutrons est seulement de quelques MeV. En utilisant le détecteur LENA [129] l'AGDR a ainsi été étudiée dans le noyau fils du ^{124}Sn en cinématique inverse [120].

Pour tester les modèles d'équation d'état de la matière nucléaire (EoS), une étude systématique dans une chaîne isotopique donnée est souhaitable, en particulier dans les noyaux riches en neutrons où la peau de neutrons est plus prononcée (voir par exemple pour la chaîne des nickel la référence [184]).

7.6.1.2 Méthode expérimentale

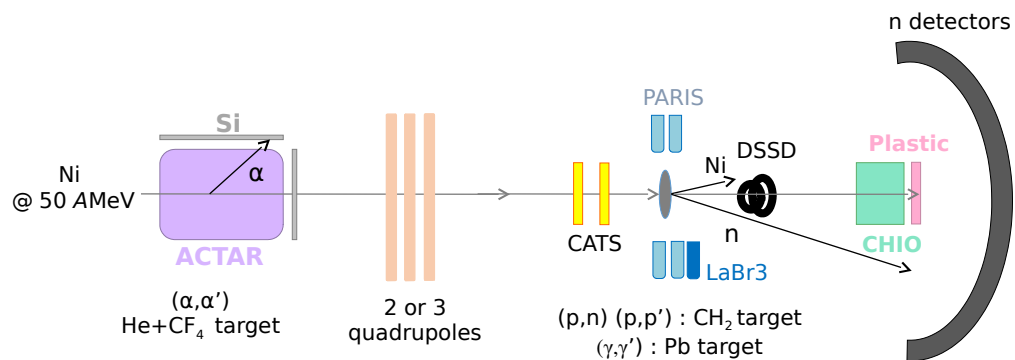


FIGURE 7.32 – Schéma du dispositif expérimental pour un campagne de mesure des résonances géantes sur LISE.

Nous proposons de sonder les différentes facettes de l'EoS : la question de l'incompréhensibilité de la matière nucléaire à partir de la mesure de l'ISGMR, et l'énergie de symétrie/l'épaisseur de la peau de neutrons en mesurant la PDR et l'AGDR. Les faisceaux exotiques à 50 MeV/nucléon produits auprès du spectromètre LISE sont particulièrement bien adaptés pour étudier à la fois les résonances géantes et pygmées dans les noyaux exotiques en cinématique inverse. Une mesure le long d'une chaîne isotopique étant souhaitable, nous proposons d'étudier tous ces modes dans les noyaux de la chaîne de nickels (à partir du ^{56}Ni et jusqu'au ^{70}Ni) et l'AGDR dans les noyaux fils correspondants, en utilisant les faisceaux stables et instables fournis sur LISE.

Les expériences précédentes autour de l'ISGMR dans les noyaux exotiques ont démontré qu'une cible active est un dispositif approprié. L'étude des PDR et de l'AGDR peut en revanche fonctionner avec une cible solide contenant soit de l'hydrogène (CH₂) soit du plomb et la configuration détecteur adéquate (détecteurs γ et neutrons). Nous proposons donc un dispositif expérimental combiné (figure 7.32), permettant une étude simultanée des trois modes, pour un isotope de nickel donné.

La première partie du dispositif expérimental sera dédiée à la mesure de l'ISGMR à l'aide de la cible active ACTAR remplie d'hélium à basse pression. La granularité du plan de pad a été augmenté par rapport à MAYA et l'efficacité de reconstitution des trajectoires courtes, correspondant aux petits angles centre de masse, sera optimisée.

La deuxième partie sera consacrée à :

- l'excitation Coulombienne (PDR) sur cible de plomb.
- la diffusion inélastique $(p, p'\gamma)$ (PDR) simultanément avec la réaction d'échange de charge (p, n) (AGDR) en utilisant une cible de CH_2 .

L'isotope entrant, avant d'arriver sur la cible sera suivi par deux détecteurs CATS [177]. La répartition de force de la PDR sera mesurée par sa désintégration gamma vers l'état fondamental et pour ce faire la cible sera entourée de détecteurs gamma de haute efficacité, essentiellement PARIS [143]. L'ion diffusé sera détecté dans un détecteur silicium (DSSSD) annulaire. Concernant l'étude de l'AGDR, la réaction d'échange de charge (p, n) produisant un neutron, nous prévoyons également de placer en aval les détecteurs de neutrons ELENIS [210] complété par d'autres détecteurs de neutrons (par exemple EDEN [130]) pour en augmenter l'efficacité de détection. Le noyau fils sera détecté par une chambre d'ionisation rapide placée à zéro degré.

Dans tous les cas, cette chambre d'ionisation permettra l'identification de l'ion lourd en voie de sortie. L'identification du noyau entrant sera effectué à l'aide d'un détecteur plastique mince.

7.6.1.3 Taux attendus et temps faisceau

Pendant l'expérience sur l'ISGDR dans le ^{56}Ni (voir section 7.4.3), un faisceau presque pur (97%) de ^{56}Ni à 50 A/nucléon a été produit sur LISE par fragmentation du faisceau primaire de ^{58}Ni avec une intensité de 4×10^4 pps. Cette intensité typique a été obtenue plus récemment à plus faible énergie dans une autre expérience. Du côté riche en neutrons, un faisceau de ^{68}Ni à 50 A/nucléon avec une pureté de 75% a été produite à partir du ^{70}Zn avec une intensité de 4×10^4 pps (voir section 7.4.4). Compte tenu de ces résultats antérieurs et de l'amélioration de la ligne de faisceau LISE (« chemisage »), ainsi que les intensités des faisceaux primaires normalement disponibles, il est raisonnable de supposer que tous les isotopes de nickel entre le ^{56}Ni et le ^{68}Ni seront produits à 50 A/nucléon avec une intensité d'au moins 5×10^4 pps et une pureté supérieure à 70%. Concernant le faisceau de ^{70}Ni à 50 A/nucléon, des simulations LISE++ à partir de la fragmentation du ^{76}Ge prédisent une intensité de 5×10^3 pps.

Dans une campagne de ce type où trois expériences seront réalisées simultanément, on doit considérer celle qui limitera le taux de comptage et imposer le nombre d'UT. Dans les mesures précédentes d'ISGMR dans les noyaux exotiques avec MAYA, il a été montré qu'une intensité de 4×10^4 pps pendant 6 UT est suffisante pour obtenir une statistique raisonnable. En utilisant cette fois-ci ACTAR avec une intensité de faisceau légèrement plus élevée, 6 UT par isotope seront certainement suffisantes pour obtenir un résultat amélioré. Pour l'excitation Coulombienne et nucléaire, si on suppose un rendement comparable à celui de l'expérience précédente sur le ^{68}Ni , réalisée avec des conditions comparables, 9 UT pour l'excitation Coulombienne, puis 12 UT pour la diffusion inélastique sont nécessaires. En ce qui concerne l'échange de charge, la section efficace de réaction est au moins deux fois plus élevée que celle de la diffusion proton. La principale difficulté tient dans l'utilisation d'un détecteur de neutrons (5% d'efficacité), le nombre requis d'UT sera de 24 par isotope. En conclusion, avec 33 UT (24 sur CH_2 + 9 sur Pb) nous serons en mesure d'observer l'ISGMR avec presque un ordre de grandeur de plus en statistique que précédemment avec MAYA, les composantes isoscalaires et isovectorielles de la PDR avec des statistiques raisonnables de ^{56}Ni à ^{68}Ni (et pour ainsi que l'AGDR de ^{56}Cu à ^{68}Cu). Pour les nickel stables, la mesure d'un isotope est essentiel pour effectuer une comparaison avec les données en cinématiques directes, en particulier pour l'ISMGR, mais ceci pourrait être fait avec un faisceau « parasite » lors du réglage du dispositif quelques semaines avant la campagne de prise de mesure à proprement dite. Avec la configuration proposée, concernant le ^{70}Ni dont le taux prédit est inférieur d'un ordre de grandeur, nous serons toujours en mesure d'étudier l'ISGMR et, avec une statistique plus limitée, la PDR avec une des deux sondes.

7.6.1.4 Réception

La Loi a bien été reçue par le PAC d'avril 2016 ce qui nous a conforté dans l'écriture d'une proposition d'expérience pour automne 2017. Nous nous sommes concentrés sur $^{68,70}\text{Ni}$ et un isotope stable, supprimant la partie échange de charge faute de détecteurs neutron adéquats. Cette dernière a été refusée en partie pour des raisons de temps de faisceau manquant, ce qui nous encourage à la resoumettre au prochain PAC.

7.6.2 Au RIKEN

7.6.3 Résonances Pygmées dans les isotopes de Calcium

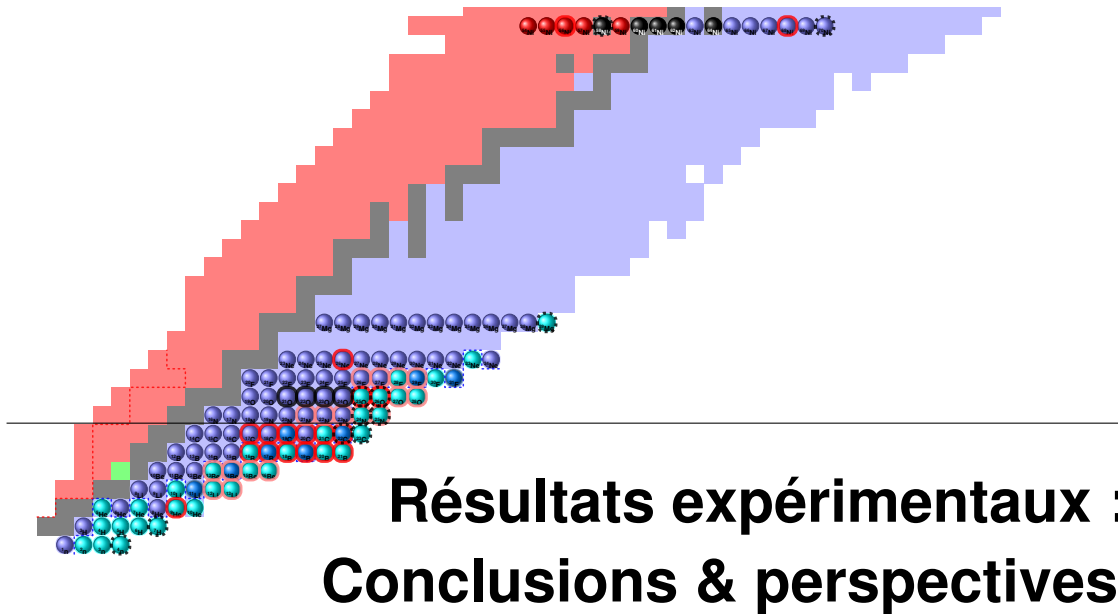
La mesure de la force électrique dipolaire en dessous et au delà des seuils d'émission neutron dans les noyaux de calcium riches en neutrons $^{48,40,52}\text{Ca}$ a été proposé par T. Kobayashi et Y. Togano sur SAMURAI à RIKEN. La réaction d'excitation Coulombienne et l'utilisation combinée du détecteur gamma CATANA et de spectromètre permettront de mesurer la force jusqu'à environ 20 MeV. L'expérience a été effectuée durant l'hiver 2017.

7.6.4 Spin-flip et ISGMR dans les isobares $A = 132$

Une nouvelle cible active gazeuse fondée sur une chambre à projection temporelle, dénommée CAT[†], a été développée par S. Ota et collaborateurs [174]. De manière générale elle permettra d'effectuer des mesures par masse manquante, comme MAYA ou ACTAR. Mais le but principal sont les réactions induites par deuton telles que :

- La diffusion inélastique (d, d') pour étudier en particulier la réponse isoscalaire dans les isobares $A = 132$: ^{132}Pd , ^{132}Sn , ^{132}Xe et ^{132}Ba .
- L'échange de charge ($d, 2p$) pour la réponse spin-flip des noyaux.

†. CNR Active Target.



LES chapitres 4 à 7 ont présentés de nombreux résultats sur une multitude de noyaux loin de la stabilité (de l'hélium-9 au nickel-68), étudiés pour la grande majorité avec des réactions directes sur des faisceaux secondaires par fragmentation.

Les résultats sur les isotopes de nickel [22, 236, 237], obtenus à l'aide de la cible active MAYA, représentent un travail potentiellement achevé sur les questions du module de compressibilité de la matière nucléaire. Nous espérons cependant qu'une nouvelle série d'expériences avec pour but l'amélioration et la complétion des résultats sur la même chaîne isotopique soit acceptée au GANIL, sur LISE, avec la nouvelle cible active ACTAR. L'étape suivante pourrait être la chaîne des calciums [185].

L'hélium-9, au point de vue de la technique utilisée (transfert), peut apparaître isolé, mais ne l'est certainement pas en terme de physique. En outre, faisant partie de manière active de la collaboration MUST2, j'ai participé à la majorité des campagnes à GANIL ou au RIKEN [10, 43, 69, 83, 131, 150, 165, 180, 215] et participerai aux futures expériences MUGAST et GRIT.

Les résultats sur les bores et les carbones constituent également un tout où beaucoup de travail d'analyse sur la première expérience (DayOne) sur SAMURAI y a été déjà consacré, notamment lors d'un séjour de 8 mois au RIKEN. Les résultats de physique commencent à sortir [94, 116, 230], et l'aide récente et active de théoriciens spécialistes des modèles en couche (J. Bonnard à l'IPN d'Orsay et N. Michel à MSU) permettra dans un avenir proche de publier les premiers résultats, sur les systèmes les plus éloignés de la stabilité. A noter que au-delà des chaînes isotopiques présentées dans ce document, j'encadre

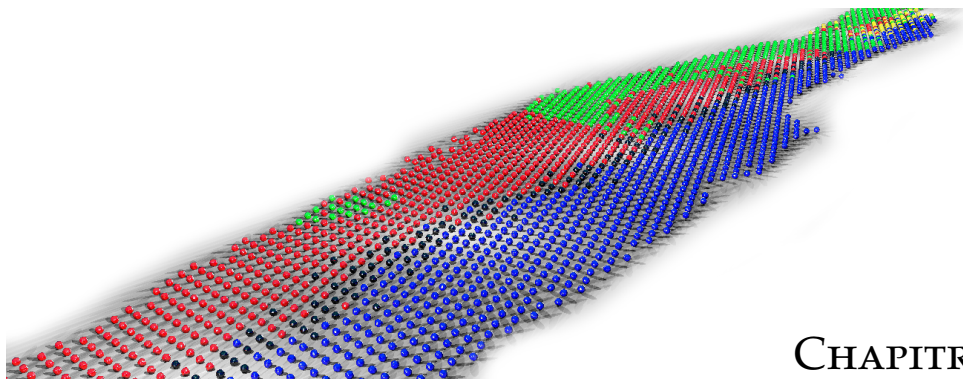
partiellement trois étudiants[†] travaillant sur les données de DayOne et d'autres expériences plus récentes sur des noyaux riches en neutron dans les chaînes des azote, des béryllium et des fluor. Je suis également co-porteparole[‡] d'une expérience sur la spectroscopie du ^{39}Mg , acceptée mais qui reste à programmer. Enfin en plus de l'analyse (et l'aide à l'analyse[§]) des expériences récentes (^{22}C , ^7H et ^4n), je serai fortement impliqué dans le projet EXPAND, financés par l'ANR. En augmentant le nombre de module du détecteur de neutron NEBULA, ce projet autorisera, avec une efficacité inégalée, l'étude systématique des systèmes comportant au moins 4 neutrons, ouvrant la porte à l'étude de ^5n ou ^6n .

†. Respectivement : Q. Deshayes (thèse soutenue en décembre 2017), B. Monteagudo et A. Revel.

‡. Avec H. Crawford du Berkeley National Laboratory.

§. Je suis généralement responsable de l'analyse en ligne lors des campagnes de mesure.

Troisième partie
Activités connexes



Actions de communication

8.1	Prix Schlumberger	198
	Le Billotron	198
	Le Muoscope	202
8.2	Jeux de société	205
	Nucleus	205
	KiQoiKes	207
8.3	Autres réalisations et projets	209
	Time-lapse	209
	Carte des noyaux en LEGO®	211
	Analyseur de spectre	212
	Circuit de billes (projet)	212
	Collisionneur de goutte (projet)	213
	Wav'otron (projet)	214
8.4	Conclusion	215

AU-DELÀ de mes obligations en tant qu'enseignant, je suis fortement impliqué dans des actions de communication. D'une certaine manière ces dernières me permettent de créer une autre forme de lien entre les deux facettes de mon métier d'enseignant-chercheur. Ce sont souvent des activités où une certaine forme de créativité est possible, en tout cas moins contrainte.

L'inclusion dans ce manuscrit d'un résumé de ces activités est notamment motivé par une attention grandissante à rendre visible, à travers la publication dans des revues spécialisées, des efforts de communication fournis au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. De plus, cela me permet de présenter plus en détail d'autres réalisations et d'en discuter leur éventuel futur.

Nous commencerons donc par présenter le dispositif « Billotron » sujet d'un article dans Physics Education [47]. Nous décrirons brièvement le second prix Schlumberger obtenu par le LPC Caen et deux jeux développés pour la Fête de la Science. Pour terminer nous listerons certains des projets en cours ou possibles.

8.1 Les prix « Têtes chercheuses » / Fondation Musée Schlumberger.

Le Billotron

But

Le but du Billotron[†] est d'illustrer, si possible de manière interactive, les méthodes utilisées par les physiciens pour observer l'infiniment petit, hors de portée des instruments d'optique.

Principe

Le Billotron reprend le principe de l'expérience d'Ernest Rutherford réalisée en 1911 mais en remplaçant les particules d'alpha par des billes, et des potentiels « gravitationnels » à la place du noyau d'or.

Dispositif

Le Billotron (voir figure 8.1) se présente sous la forme d'un plateau circulaire de 1 m de diamètre sur lequel est posé une forme moulée représentant l'objet à sonder (potentiel). Cette forme peut être variable, en forme de creux (potentiel attractif) ou de bosse (potentiel répulsif) par exemple (voir 8.2). Aux 2 extrémités sont placés la rampe de lancement des billes et le collecteur. Les billes déviées par la forme centrale sont collectées sur le pourtour du plateau par une série de 15 collecteurs, couvrant ainsi le maximum du domaine angulaire autour de l'objet analysé.

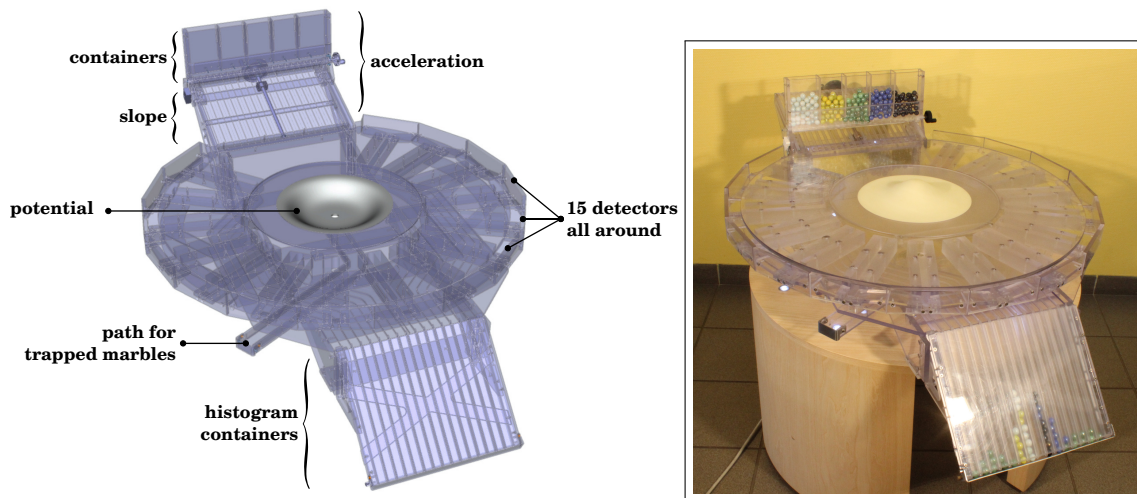


FIGURE 8.1 – Gauche : vue schématique du Billotron, montrant les différentes parties. Droite : Photo du dispositif.

Résultats et analyse

Les distributions angulaires sont construites en temps réel en collectant les billes diffusées. Elles sont comparées à des simulations codées en C++ et visualisées à l'aides des bibliothèques ROOT [41]. L'interface permet de visualiser les trajectoires (en trois dimensions), de modifier les vitesses, les potentiels. . . Ainsi comme dans une vraie expérience de physique les résultats expérimentaux sont confrontés à des modèles, en prenant compte des biais dûs à la manipulation.

Utilisation

Ici, nous décrivons une présentation typique devant une audience générale (type Fête de la Science). À noter que le dispositif est bien adapté aux enfants en raison de sa hauteur (≈ 70 cm) et la présence de billes de couleur, mais permet également de véhiculer des informations appropriées pour un public adolescent et adulte.

Une présentation typique commence en utilisant le potentiel « Bosse » qui illustre l'expérience de Rutherford initiale, avec une vitesse des billes telle qu'elles ne peuvent pas passer au-dessus du potentiel. L'orateur commence généralement par faire chuter une bille à la fois afin que le public puisse appréhender les trajectoires typiques liées aux différents paramètres d'impact, en particulier le recul pour une collision frontale. Ensuite, plusieurs billes sont

†. Nom construit à partir de « bille » et du suffixe « -tron » présent dans cyclotron, synchrotron...

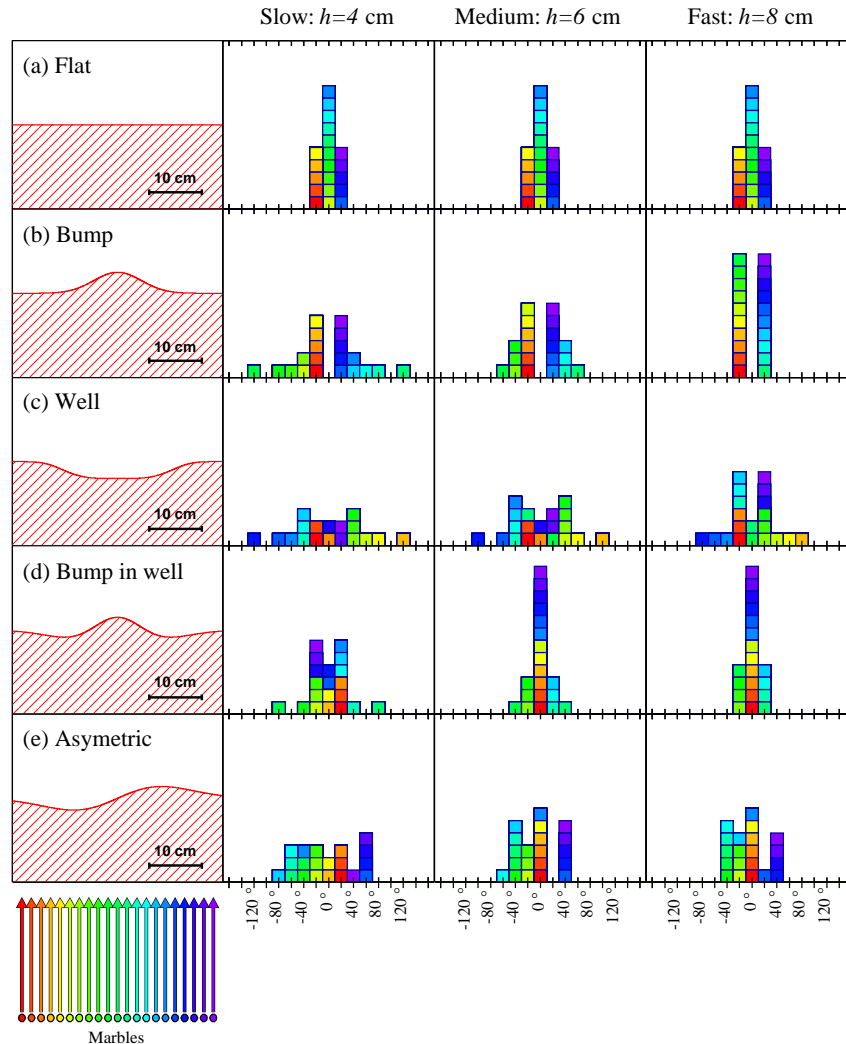


FIGURE 8.2 – Résultats des simulations pour différentes combinaisons de vitesse et de potentiels.

accélérées en même temps afin d'accumuler de la statistique. Cette étape est généralement réalisée par une personne de l'audience. L'histogramme résultant est ensuite analysé avec le public et comparé à la simulation (figure 8.2 deuxième ligne, troisième colonne). Puis, après cette première expérience, nous avons l'habitude de changer le potentiel par celui en creux (figure 8.2 troisième ligne) de et placer un nouveau réceptacle pour générer l'histogramme, afin de garder

celui produit précédemment. Avant de commencer l'expérience, le public est invité à deviner le résultat, qui est à la fin est comparé à la première expérience, en plaçant les deux histogrammes côte à côte. Ici encore, une comparaison avec les simulations est effectuée (8.2 troisième ligne, troisième colonne). La principale conclusion est que le potentiel « bosse » génère une distribution angulaire avec une déplétion aux angles avant contrairement au puits, qui tend à concentrer les billes au centre. Ces deux images sont en quelque sorte les « négatifs » des potentiels : assez caractéristiques pour que la forme réelle du potentiel puisse être devinée avec l'aide des modèles et des simulations. Ici, les billes étant de couleurs différentes en fonction de leurs paramètres d'impact, il est possible de montrer que dans le cas de la bosse les billes lancées à gauche (respectivement à droite) restent sur la gauche (à droite), mais dans le cas du potentiel en creux les billes à gauche (respectivement à droite) qui interagissant dévient vers la droite (gauche). Une affiche où la correspondance entre les principaux potentiels, les hauteurs initiales des billes, et les distributions angulaires résultant, présentée sur la figure 8.2, est utilisée au cours de la présentation afin que même les jeunes enfants puissent deviner les résultats.

Le Billotrino

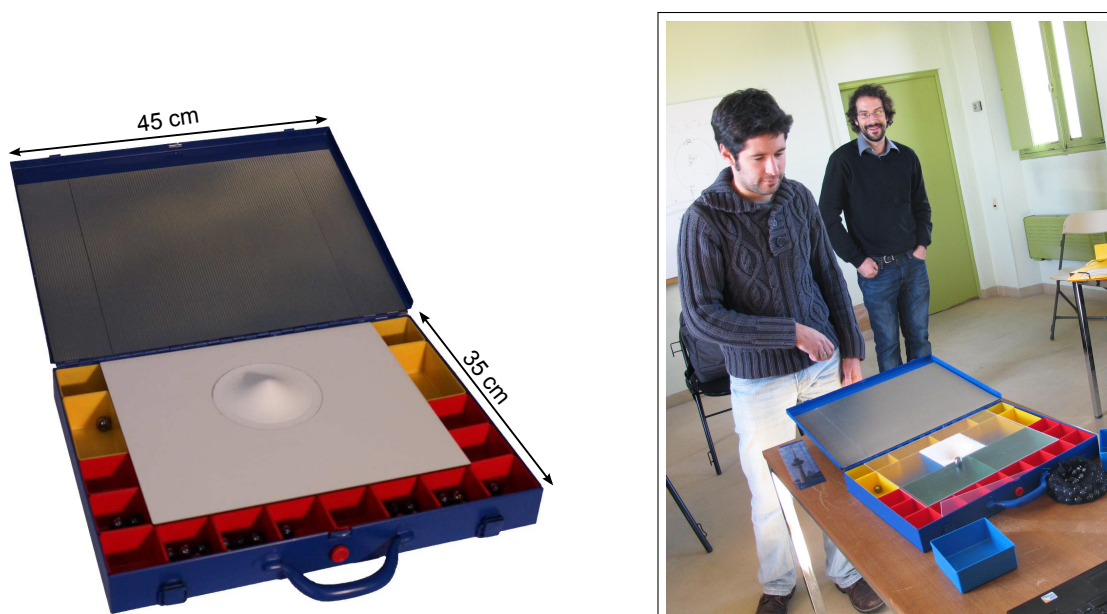


FIGURE 8.3 – À gauche : photographie du Billotrino, avec les dimensions correspondantes. À droite : le même en situation.



Si le Billotron est bien adapté pour les présentations grand public, son poids et sa taille le rendent difficilement transportable, surtout pour un intervenant *seul*. Un petit frère, le Billotrino[†] (voir figure 8.3, à gauche) a donc été construit à partir d'une boîte à outil, de quelques billes et d'un potentiel (d'abord moulé puis) imprimé en 3D au Fab'lab de la MRI à Caen. Sa première sortie fût à l'automne 2012 à St Michel l'observatoire (Alpes de Haute-Provence) pour les ateliers « Graines de Sciences » de la fondation « La main à la pâte » (figure 8.3, à droite).

Le Muoscope

Lauréat du Concours Têtes chercheuses 2015, le Muoscope est un dispositif permettant la mesure directe des muons issus du rayonnement cosmique. C'est un projet commun au Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC) et le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) avec une participation financière de l'Université de Caen-Normandie.

Il est destiné à expliciter les techniques de détection des particules subatomiques utilisées en physique nucléaire et des particules, notamment auprès d'installations internationales comme le GANIL à Caen ou encore le CERN à Genève. Le projet compte plusieurs éléments :

- deux cosmodétecteurs, qui viennent alimenter un réseau national déjà mis en place dans le cadre du programme « Cosmos à l'école », développé par l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3) en partenariat avec l'éducation nationale. Comme leurs homologues, ces deux cosmodétecteurs ont été réalisés par le Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM);
- une « roue cosmique » (ou « grande arche »), tête de pont du réseau,
- un réseau informatique spécifique destiné à collecter les données de chaque détecteur.

Les muons

Nous ne rentrerons pas dans les détails mais nous rappelons juste ici que les muons μ^\pm sont des leptons de masse 105.66 MeV (plus de 200 fois celle de l'électron) et de temps de demi-vie $T_{1/2} \approx 2.2 \mu\text{s}$. Ils sont notamment générés dans la haute atmosphère après décroissance des pions produits par réaction des particules cosmiques. Leur $T_{1/2}$ est *a priori* trop faible pour qu'ils atteignent la terre, mais voyageant à près de 99.99% de la vitesse de la lumière, la dilatation du temps nous permet de les observer.

†. Nom construit sur la même base que le neutrino pour le neutron.

Les Cosmodétecteurs

Les Cosmodétecteurs du projet Muoscope sont identiques à ceux utilisés dans le cadre de l'opération « Cosmos à l'école » [53].

Le Cosmodétecteur est composé de trois raquettes de scintillateur (plus une optionnelle) pour détecter le passage des muons. Chaque plastique dispose d'un seul photo-multiplicateur. L'électronique et le logiciel d'acquisition associé compte le nombre d'évènements simple et en double et tripe coïncidence (dans une fenêtre en temps de 100 ns).



La roue cosmique

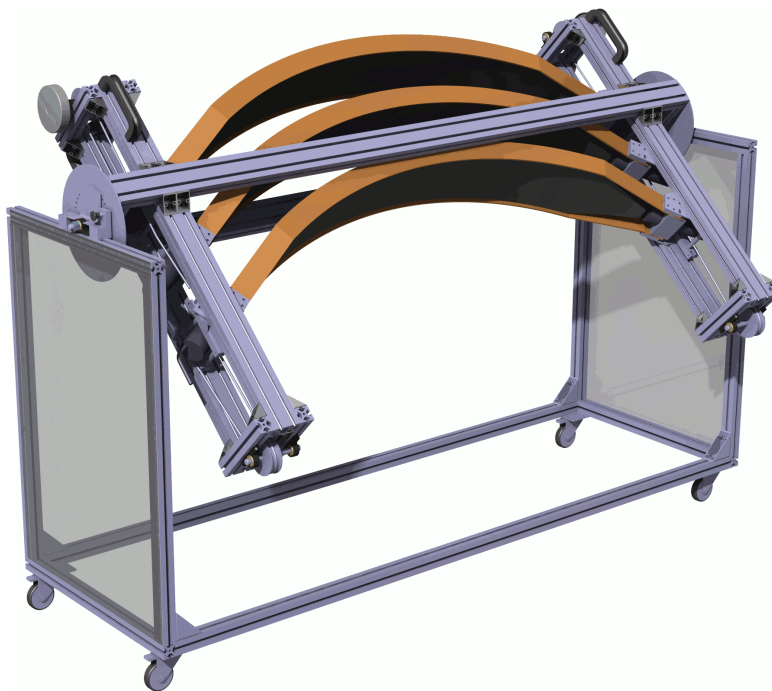


FIGURE 8.4 – Modèle numérique, en trois dimensions, de la roue cosmique

La roue cosmique, développée pour l'occasion et en partie pour servir aux travaux pratiques de l'Université de Caen, est composée de trois détecteurs plastiques provenant du multi-détecteur TONNERRE [44]. Ces plastiques de 1.6 m de long sont incurvés (rayon de courbure de 1.2 m) et possèdent un photo-multiplicateur à chaque extrémité permettant la mesure de position par différence de temps. L'intervalle entre les trois lattes peut être modifié (entre 10 et 30 cm) et l'ensemble peut s'incliner à $\pm 90^\circ$. Ceci permet un certain nombre de combinaisons et en particulier de construire les distributions angulaires

(soit directement à partir de la position dans les lattes, ce qui nécessite un calcul d'acceptance, soit de manière mécanique en tournant les lattes). Nous présentons sur la figure 8.5 des distributions obtenues à partir de la position reconstruite dans les lattes plastiques. À gauche : les données expérimentales en bleu sont présentées *sans* correction d'acceptance (mais alignées sur zéro) et sont comparées à des simulations (en rouge). À droite : la distribution est corrigée de l'acceptance simulée ϵ (pour $\epsilon > 4\%$) et est comparée à la courbe théorique en $\cos^2\theta$ [171] (en noir).

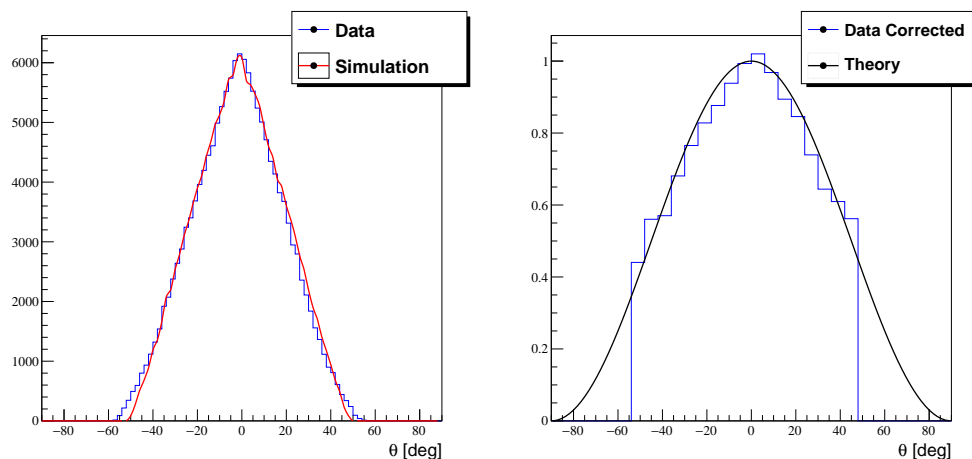


FIGURE 8.5 – Distribution angulaire des angles d'incidence des muons tels que reconstruit à partir des positions dans les plastiques de la grande arche (données en bleu). À gauche : sans correction d'acceptance comparée à des simulations (en rouge). À droite : corrigée de l'acceptance et comparée à la courbe théorique en $\cos^2\theta$ (en noir).

Le changement de position entre les lattes permet également de mesurer le temps de vie du muon en l'identifiant dans les deux premières lattes (environ 8 MeV déposé) et en mesurant sa décroissance dans la troisième (plusieurs dizaines de MeV déposé).

Le réseau



Une des valeurs ajoutées du projet Muoscope est la création d'un réseau informatique [204] permettant aux utilisateurs des Cosmodétecteurs (et de l'arche) de téléverser vers un serveur leurs résultats. Ces derniers sont alors publics et permettent à tout le monde d'analyser les données prises dans des conditions souvent très différentes (latitude, longitude, altitude, profondeur...). Nous prévoyons également de corrélérer ces derniers aux différents paramètres extérieurs (météo, activité solaire...).

8.2 Jeux de société

Nucleus

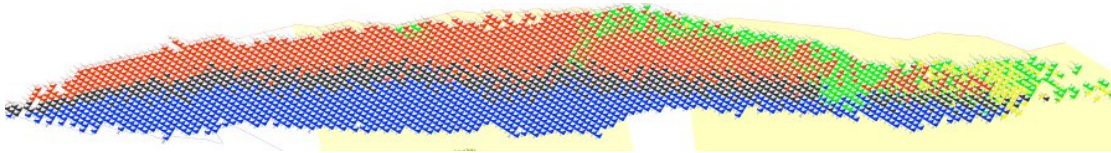
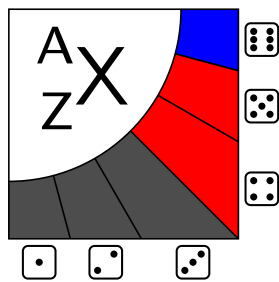


FIGURE 8.6 – Miniature (taille réelle 4 m) du plateau du jeu *Nucleus*

Nucleus est un jeu conçu et réalisé par le LPC Caen afin d'illustrer les lois de décroissance nucléaire sous la forme d'un jeu « sérieux ». Il permet de mieux comprendre et d'illustrer les décroissances radioactives ainsi que le parcours de transformation des noyaux radioactifs en noyaux stables. Le jeu consiste à réaliser le parcours de décroissance (radioactivité) d'un noyau **A** vers un noyau **B**. Les parcours ont été proposés par les physiciens du laboratoire de manière à illustrer différents aspects de la recherche en physique nucléaire comme la nucléosynthèse, les isotopes radioactifs utilisés en médecine, la radioactivité naturelle ou encore la production d'énergie par fission.

Le public est invité à jouer sur un plateau de plus de 4.5 m de long, avec un nombre de cases qui avoisinent les 3000 (2938 exactement), représentant les différents noyaux (liés) étudiés à ce jour (voir figure 8.6). Chaque case est subdivisée en 6 aires, chacune associée à une valeur de dé ordinaire, et dont les couleurs sont représentatives de la stabilité ou du type de décroissance :



Noir : stable (plus il y a de cases noires, plus le temps de demi-vie est long)

Bleu : décroissance de type β^- (incluant aussi la radioactivité neutron)

Rouge : décroissance de type β^+ (incluant aussi la radioactivité proton et conversion électronique)

Vert : décroissance α

Jaune : fission.

D'une certaine manière une décroissance radioactive peut être vue comme un type de déplacement sur l'échiquier qu'est la carte des noyaux. Pour déplacer son pion[†] les joueurs disposent donc d'un ensemble de carte tirées au hasard (voir figure 8.7) et d'un dé. Il doivent avoir la « bonne » carte sur la « bonne » case (exemple une carte β^+ sur une case contenant du rouge), lancer le dé et obtenir une valeur correspondant à la bonne décroissance (exemple 3 ou 5 sur la dessin au-dessus). Il existe aussi des cartes « joker », en fait des réactions induites par accélérateur, qui leur permettent de choisir n'importe quel déplacement unitaire autour de leur point actuel.

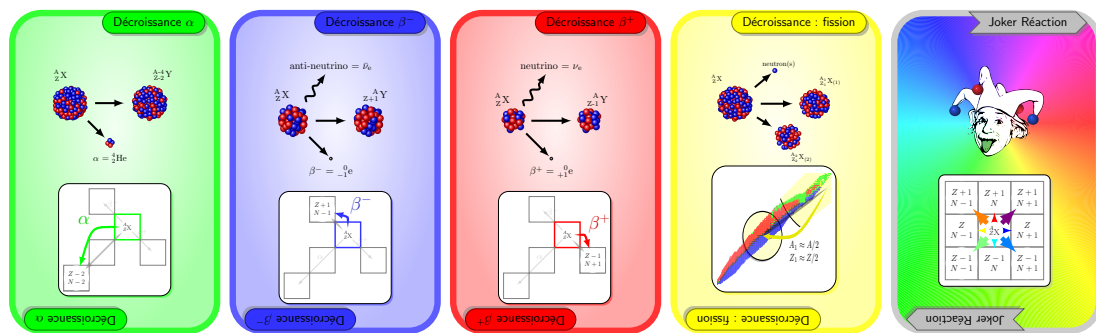


FIGURE 8.7 – Toutes les cartes « déplacement », *i.e.* décroissance et réaction, du jeu *Nucleus*. De gauche à droite : décroissance alpha, bêta moins, bêta plus, fission et réaction (joker).

Une partie consiste :

- à choisir (éventuellement au hasard) une ou plusieurs missions, et d'en repérer le point de départ et d'arrivée avec des pions spécifiques ;
- de se munir d'un certain nombre de cartes déplacement ;
- de décider d'un déplacement chacun son tour, si sa main le permet ;
- de tirer le dé qui doit tomber sur la bonne décroissance.

Le premier arrivé a gagné.

La seule réelle tactique consiste à décider (si possible) d'un type de décroissance pour aller le plus facilement possible à la fin. Le point positif d'un tel jeu est probablement de faire « sentir » au grand public que lors d'une chaîne de réaction, des « points d'arrêt » existent.

†. Aimanté pour pouvoir jouer avec la carte suspendue.

La jouabilité du jeu est finalement assez restreinte, surtout lors de grand évènements. Il avait été pensé, pour jouer en plus petit comité, de rajouter des cartes de réaction induite par accélérateur spécifiques (et non pas un simple joker) : transfert, pick-up, break-up... éventuellement applicables aux adversaires. Le grand intérêt de ce jeu réside en fait dans sa grande taille, rendant visible le stand du laboratoire. Il permet également d'illustrer différentes régions de la carte des noyaux et sert de support pour discuter des activités de recherche du LPC.

KiQuiKes

Le jeu *Nucleus*, du fait de sa taille, s'est avéré un bon « produit d'appel » lors de la Fête de la Science mais en pratique peu utilisable en tant que jeu, surtout pour les plus jeunes. En partant de l'idée qu'un tel jeu devait utiliser une analogie de l'approche expérimentale (hypothèse, expérience, conclusion) avec pour sujet d'étude des composants de l'infiniment petit (noyau ou particule), nous avons lancé une discussion parmi nos collègues « joueurs ». Le résultat appelé *KiQuiKes* est un jeu fondé sur le principe du « Qui est-ce?® » où le but est de deviner à l'aide d'une série de questions le noyau ou la particule tiré au sort par l'autre joueur. Ici les caractéristiques des particules sont classées en six catégories (voir le résultat sur la figure 8.8) :

Nature : particule ou noyau (vert ou violet sur les cartes)

Charge : chargé ou neutre (écrit en rouge).

Temps de demi-vie : stable, long, moyen ou court (représenté par un sablier plus ou moins incliné).

Particule émise lors de la décroissance : électron, gamma... (écrit en toute lettre)

Interaction : électromagnétique, gravitation, interaction faible et/ou forte (cochée en vert sur une liste).

Une partie de *KiQuiKes* se joue à deux joueurs. Chaque joueur dispose d'un plateau sur lequel sont représentées les 15 particules. Au début de la partie, chaque joueur choisit secrètement l'une de ces particules. Le but du jeu est alors de deviner la particule de l'adversaire, en posant tour à tour une question sur ses propriétés. Le joueur ayant posé la question élimine alors des particules et peut, si il en est sûr, proposer un nom à l'adversaire.

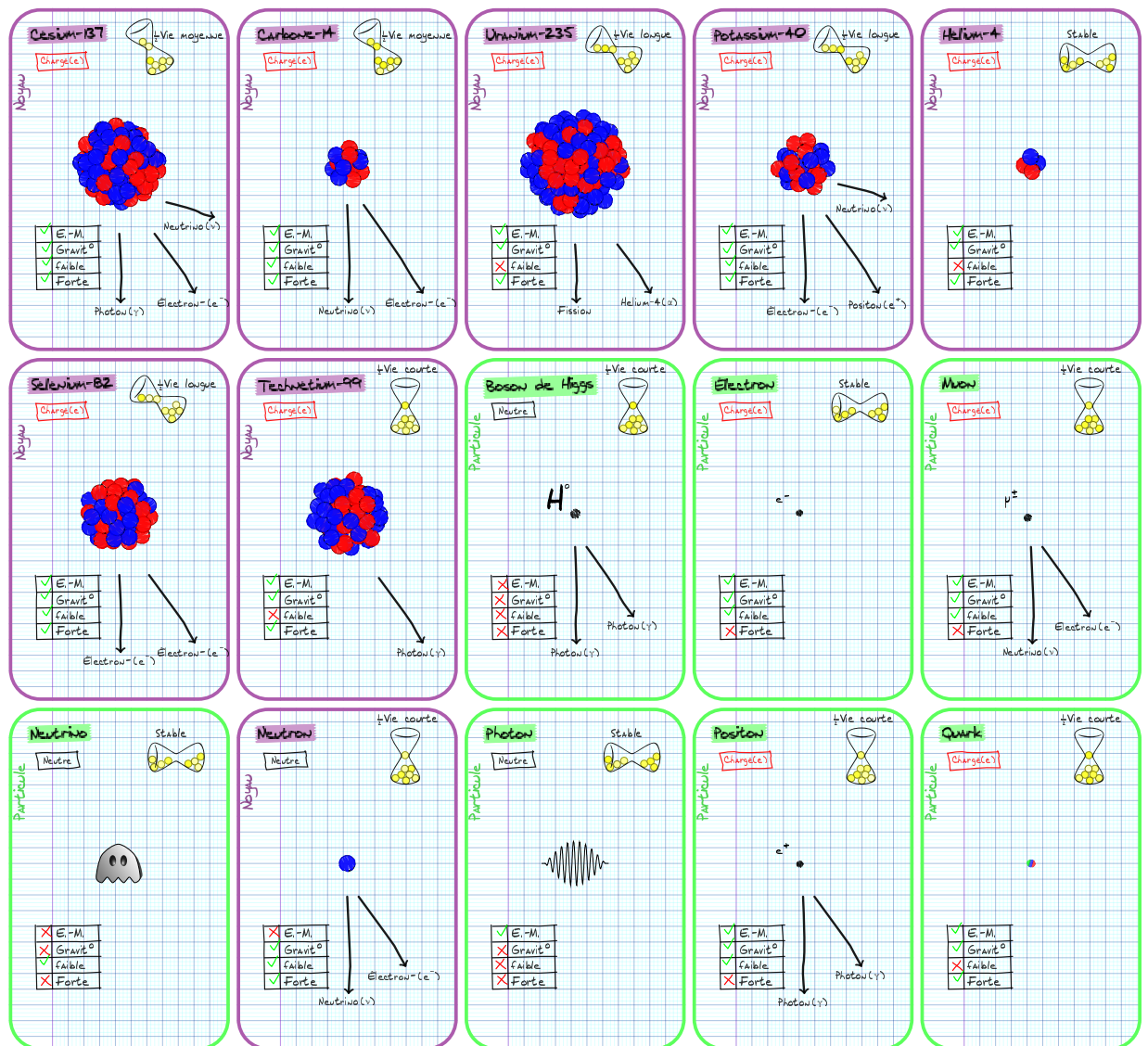


FIGURE 8.8 – Toutes les cartes du jeu *KiQuiKes*. En vert les particules, en violet les noyaux.

Une variante fondée sur des physiciens connus, replacés dans leur contexte historique, est à l'étude. L'idée serait éventuellement de la compléter par une biographie sur le site du laboratoire, accessible *via* un qr code. Ce jeu a un grand succès auprès des plus jeunes lors de manifestations type Fête de la Science et je n'aurais jamais pensé voir des enfants de 6/7 ans prononcer des phrases du genre : « est-ce que ta particule subit l'interaction faible ? ».

8.3 Autres réalisations et projets

Time-lapse

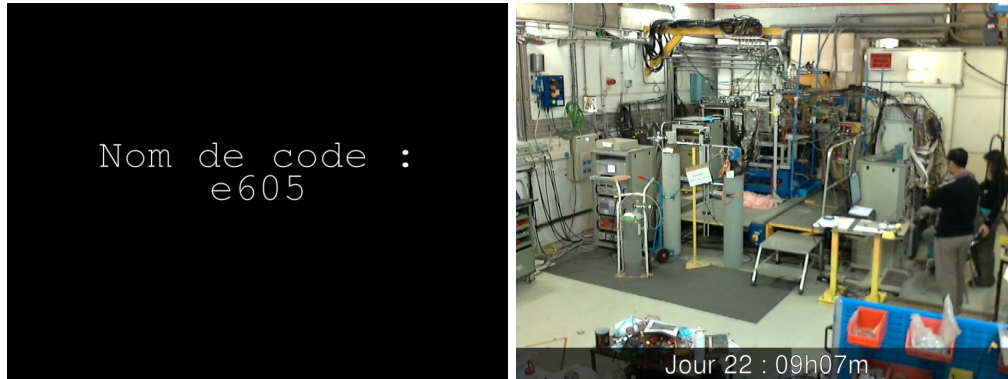


FIGURE 8.9 – Captures d’écran du film sur le montage de l’expérience e605.

L’expérience **e605** décrite dans la section 7.4.3 a servi de support à la réalisation d’un « time-lapse » visible à l’adresse <https://youtu.be/aUxC68zb6sI>. Les premières prises de vue ont été effectuées dans une salle expérimentale « vide » afin d’assister à l’avancement du montage, des calibrations, de la prise de données et enfin du démontage. Les images sont enregistrées toutes les 15 secondes et à chaque nouvelle journée le nombre de jours de travail est décompté (près de 40 jours au total). Seules sont conservées les images où quelqu’un est présent. L’heure de la prise de vue est également présentée : un aperçu du résultat est donné sur la figure 8.9. Cela permet de rendre compte de manière ludique, lors d’une expérience de physique nucléaire, de l’activité d’une équipe composée de :

- une trentaine de chercheurs permanents venant de 9 institutions internationales (France, Belgique, Hollande, Espagne, Hongrie, Russie et Japon)
- une dizaine d’étudiants et de post-docs (provenant des mêmes institutions)
- une trentaine d’ingénieurs et de techniciens dans des domaines aussi divers que : la production et l’accélération d’ions lourds, le montage et la mécanique, l’électronique, l’informatique, la détection, la mesure (géomètres) et la sécurité.

Une fois les images mises bout à bout à une fréquence de 24 par seconde, la vidéo éditée dure près de 35 min.



D'un point de vue technique un ordinateur sous Linux, de simples scripts perl, le logiciel Imagemagick et une webcam ont été nécessaires. Toutes les images ont été enregistrées puis traitées *a posteriori* :

- Les images noires (lumières de la salle éteintes) supprimées automatiquement en fonction de la luminosité.
- Les plages horaires vides d'activité enlevées à la main.
- Afin de réduire l'aspect saccadé une image à l'instant t est fusionnée à 15% avec l'image précédente et suivante[†].
- Les génériques de début et de fin, ainsi que les informations générales rajoutées sur la vidéo sont générées image par image pour pouvoir être traitées en même temps et de manière identiques aux fichiers d'image.

Des personnes étant présentes à l'écran, un panneau les prévenant avait été placé en entrée de salle et le film encore inachevé leur avait été projeté pour obtenir leur autorisation.

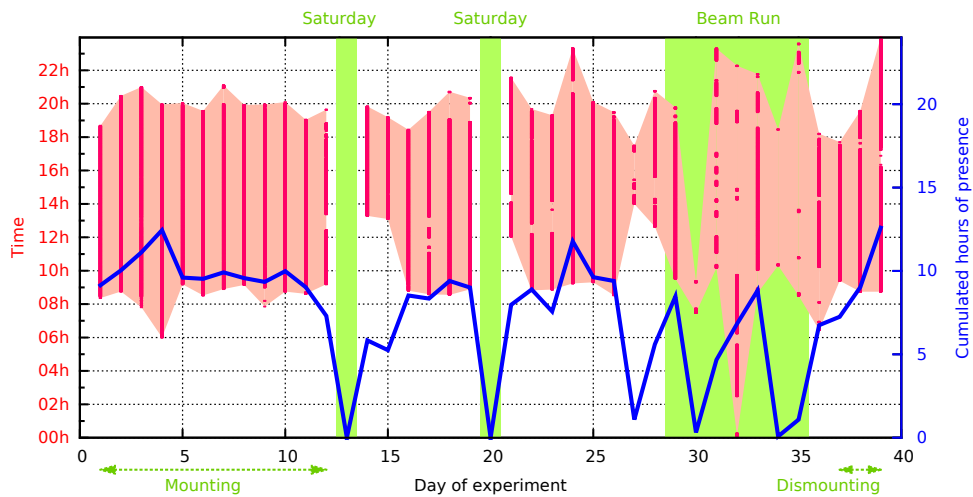


FIGURE 8.10 – Statistiques déduites des images prises en time-lapse, pour l'édition d'un film sur l'expérience e605. La surface en rouge représente l'extension maximale de présence dans la salle d'expérience et chaque prise de vue est notée par un point rouge à l'intérieur. La courbe en bleu représente le temps de présence cumulée dans la salle.

Les différentes étapes d'une expérience peuvent également être mises en perspective par les statistiques collectées à partir des images (date et nombre). Ces résultats sont présentés sur la figure 8.10. Nous voyons tout d'abord en suivant la courbe bleue qu'en moyenne près de 10 heures[‡] sont passées dans la salle d'expérience en dehors des périodes de faisceau. Ceci ne veut d'ailleurs

†. Ce qui a permis également de « flouter » les visages.

‡. 8.7 heures exactement.

pas dire que l'équipe n'est pas présente dans la salle d'acquisition à une dizaine de mètres de là. Ces dix heures sont consacrées dans les 10 premiers jours (respectivement les 2 derniers) au montage (respectivement au démontage) de l'expérience. La période de montage à une extension assez caractéristique (air rouge) car l'équipe de montage est souvent présente tôt (vers 8 heures) alors que les physiciens partent tard (vers 20 heures). Ce qui est souvent moins le cas pour les réglages : assurés en grande partie par les physiciens entre la fin du montage et le début de la mise sous faisceau, ils s'assurent du bon fonctionnement des détecteurs et du système d'acquisition. Nous remarquons que plus le faisceau approche et plus les gens restent tard (!). À noter que des calibrations sont également effectuées juste avant et juste après le faisceau. Lors de la mise sous faisceau bien évidemment la présence diminue, sauf si des difficultés techniques apparaissent. Par exemple le 30^e et le 34^e jour ont été des « bons » jours, le 33^e beaucoup moins... D'autres informations sont visibles : nous avons certainement fermé les portes de la salle le 27^e ou 28^e jour car la présence cumulée est plus faible, ou bien il y a dû y avoir une réunion de l'équipe le 23^e jour après le déjeuner... .

Si un tel film devrait être refait, je pense qu'il serait intéressant d'avoir deux caméras[†] : une dans la salle d'expérience et une dans la salle d'acquisition afin de voir le flux entre les deux, et éventuellement sur une plus longue période.

Carte des noyaux en LEGO®

Ce type de maquette, qui permet notamment de visualiser certaines des propriétés fondamentales des noyaux (en plus d'être particulièrement attractif lors des Fêtes de la Science) a déjà été réalisé dans plusieurs laboratoires ou collaborations à travers le monde (voir par exemple les références [62, 117]). L'idée ici est de produire une telle carte, en utilisant également des LEGO® mais afin de rendre la tâche plus « aisée » nous partons d'un modèle (en blanc sur la figure 8.11) imprimé grâce à une imprimante 3D sur lequel sont déposées des pièces simples. La hauteur correspond à (l'opposé de) l'énergie de liaison (en logarithme) et la couleur aux différents modes de désintégration : bleu ciel pour β^- , bleu marine pour n , rose pour CE/β^+ , rouge pour p , vert pour α , jaune pour la *fission*...

Cette carte est maintenant imprimée et une version numérique est visible sur <https://sketchfab.com/models/bf39eef4491b41ea86a1feca6a4f99b7>. L'imprimante 3D a permis de produire *sept* fragments aisément manipulables [2], et la première présentation au grand public a eu lieu lors de la Fête de la Science 2017.



†. Montées par exemple sur des Raspberry Pi.

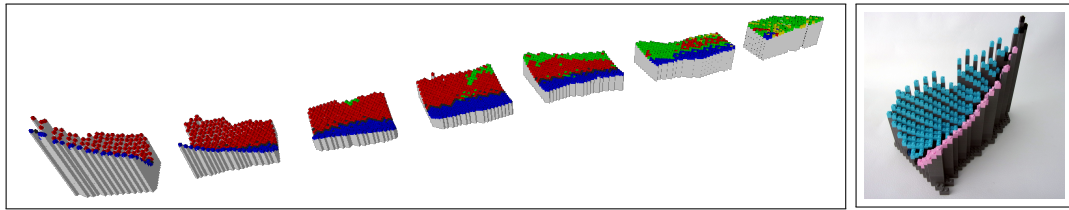


FIGURE 8.11 – Plan de la carte des noyaux en 3D : à gauche vue générale virtuelle, à droite zoom sur les noyaux légers dans sa version réelle.

Analyseur de spectre

Il n'existe pas de différences fondamentales entre un spectre de rayon-X ou γ et un spectre en lumière visible. Il est donc possible d'illustrer un certain nombre de concepts (identification d'une source, activité) à partir d'une analyse quantitative en lumière d'une image. Pour ce faire nous avons conçu un logiciel simple qui prend une image à travers une webcam et analyse les composantes lumineuses. L'idée est de commencer par placer des objets de couleurs différentes pour illustrer le fonctionnement, puis de présenter un récipient d'eau dans lequel nous diluons petit à petit une solution invisible à l'œil nu mais apparaissant faiblement sous lumière noire.

Circuit de billes (projet)

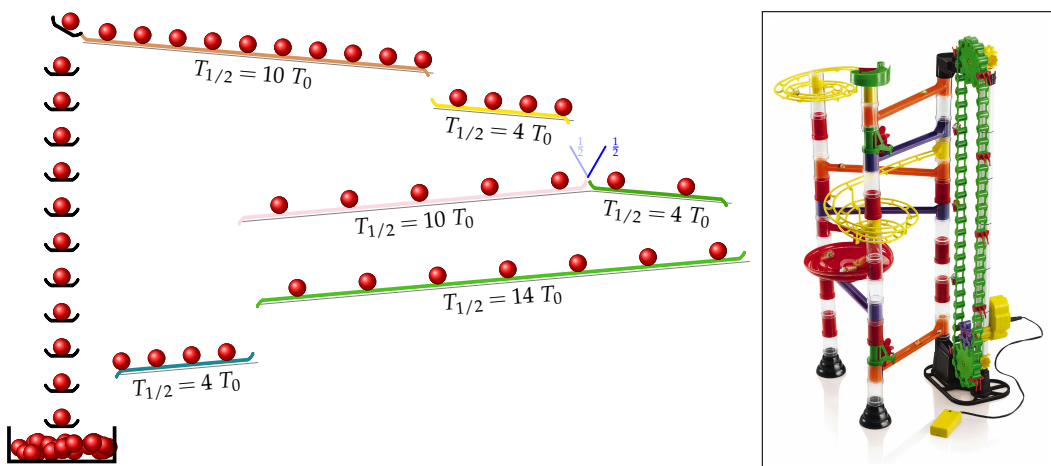


FIGURE 8.12 – À gauche : représentation schématique d'un circuit de billes pour illustrer les équilibres séculaires. À droite : exemple de matériel à utiliser.

L'idée ici est d'illustrer les équilibres séculaires tout en continuant d'utiliser des billes. Nous proposons de construire à partir de jouets d'enfant (de type « marble runs ») un ensemble de rampes de chute de billes. Chaque rampe de couleur différente représente un noyau et sa longueur le temps de demi-vie $T_{1/2}$ (voir figure 8.12 à gauche). Le public pourra alors simplement constater qu'à chaque passage d'une rampe à l'autre, c'est-à-dire lorsque le noyau décroît, le nombre de billes par seconde (l'activité A) est constante et pilotée par le remplissage en amont. En revanche, le nombre de billes par rampe (i.e. le nombre de noyau $N = A \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$) est bien proportionnel à la taille de la rampe. Enfin, l'utilisation d'un aiguilleur (éventuellement modifié pour l'occasion et schématisé en bleu sur la figure 8.12 à gauche) donne un ressenti de la probabilité d'embranchement. Ce type de maquette a déjà été construite mais le plus souvent en utilisant de l'eau ou du sable.

TABLE 8.1 – Analogie entre les observables et les caractéristiques de la maquette.

Observable	Analogie
Isotope	Couleur/position de la rampe
$T_{1/2}$	Longueur de la rampe
Activité	Taux de chute

Collisionneur de goutte (projet)

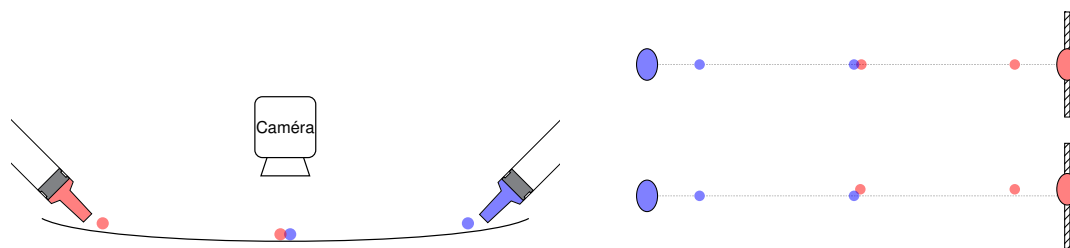


FIGURE 8.13 – Représentation schématique du collisionneur de gouttes, à gauche vue de côté, à droite vue du dessus. Dans la vue de dessus, deux cas de figure sont représentés : une collision frontale et une plus en effleurement.

Le noyau de l'atome (respectivement les réactions nucléaires) peut sous certaines conditions se modéliser comme une goutte liquide (respectivement le choc de gouttes liquides).

Cette approche a déjà été utilisée [1, 155, 156] et nous proposons ici de construire un collisionneur de goutte, pour illustrer les différents régimes de collision nucléaire (incluant la fusion et la fission nucléaire). Ce dernier consisterait en deux goutte-à-goutte, donc le flux serait éventuellement contrôlé informatiquement, contenant des liquides de couleurs différentes et placés de part et d'autre d'une « cuvette » enduite d'un revêtement super-hydrophobe (figure 8.13 à gauche). Un des goutte-à-goutte doit pouvoir se déplacer sur une vis micrométrique pour modifier le paramètre d'impact (figure 8.13 à droite) et éventuellement la vitesse sur une seconde vis (non représentée). Les collisions seront enregistrées par une caméra (ultra)rapide afin de les analyser le plus finement possible. Ce projet fait partie d'un ensemble de projets soumis en 2016 à l'appel à projet Com'lab du CNRS avec des retours favorables.

Wav'otron (projet)

Si le Billotron fait diffuser des billes sur des objets représentant le noyau de l'atome et illustre bien la modélisation *classique* de certains processus de collision nucléaire le monde de l'infiniment petit est quantique. Les processus de la mécanique quantique sont le plus souvent contre-intuitifs mais peuvent parfois se « simplifier » pour modéliser certains aspects soit grâce à la mécanique classique (et le Billotron est un exemple) soit grâce à la mécanique ondulatoire (la physique des ondes et de la lumière).

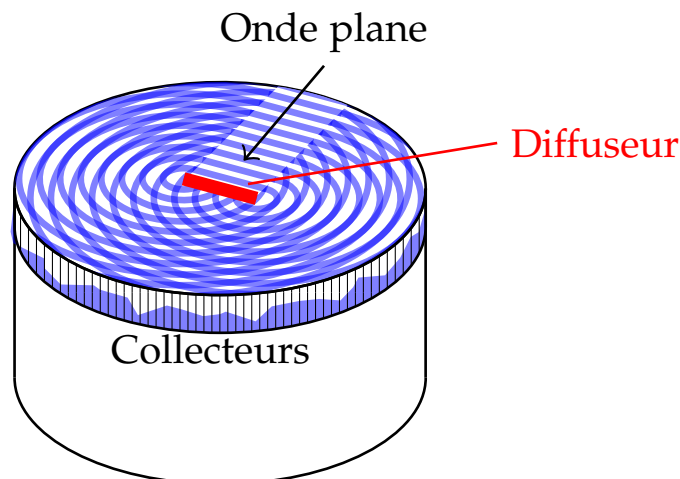


FIGURE 8.14 – Représentation schématique du Wav'otron.

Nous proposons ici de construire le frère jumeau[†] du Billotron qui, pour expliquer certains des aspects des réactions nucléaires, s'appuierait sur les propriétés des ondes mécaniques et en particulier les interférences. Ces interférences auraient lieu avec des ondes « stationnaires », dans un milieu simple à mettre en œuvre (liquide par exemple). Mais afin de maintenir une analogie avec le Billotron, l'intensité de l'onde à un angle donné devra être mesurée à partir de la collection et le dénombrement d'une quantité « concrète » : billes ou liquide (voir schéma figure 8.14).

Le principal souci vient d'une éventuelle recherche et développement pour démontrer la faisabilité d'un tel objet, recherche qui pourrait être menée par un stagiaire (ingénieur) spécialisé en mécanique.

Ce projet fait partie d'un ensemble de projets soumis en 2016 à l'appel à projet Com'lab du CNRS avec des retours favorables.

8.4 Conclusion

Nous avons présenté dans cette partie un ensemble de réalisations achevées ou futures, et à destination du grand public ou des scolaires. Le Laboratoire de Physique Corpusculaire et ses membres est à ce titre un environnement exceptionnel, un réel espace de liberté, sans lesquels ces réalisations seraient restées en l'état d'ébauches. La dynamique générée me permet de penser optimistement qu'il en sera toujours ainsi. Enfin, cette dynamique n'a pas uniquement un effet sur la réalisation des projets mais les discussions qui en découlent produisent souvent une réelle réflexion sur la pédagogie de l'enseignement de la physique dans le supérieur. Ceci est d'ailleurs partiellement illustré par les projets Muoscope (utilisé en Master) ou la carte des noyaux (transportable en salle de cours pour illustrer les différents concepts de décroissance).

†. Hétérozygote certes, mais de taille et de design similaires.

Quatrième partie
Bibliographie, Annexes
& Listes d'articles

Bibliographie

[1] *Nouvelles du GANIL.*

[2] Phenix, Decembre 2017.
http://www.unicaen.fr/jsp/saisie/liste_fichiergw.jsp?OBJET=DOCUMENT&CODE=1513925815332&LANGUE=0.



[3] S. Agostinelli, J. Allison, *et al.* Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **506**(3) :250 – 303, 2003. ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.



[4] H. Akimune, M. Fujiwara, *et al.* Alpha cluster structure in ^{56}Ni . In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 436, page 012010, Debrecen, Hongrie, 2013.
<http://iopscience.iop.org/1742-6596/436/1/012010/>.



[5] Y. Aksyutina *et al.* Lithium isotopes beyond the drip line. *Physics Letter B*, **666** :430–434, 2008.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2008.07.093>.



[6] H. Al Falou. *Etude de la structure des noyaux non liés $^{7,9}\text{He}$ et ^{10}Li* . PhD thesis, Université de Caen, 07 2007.
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00212214/document>.



[7] H. Al Falou, A. Leprince, *et al.* Structure of the neutron-rich $N = 7$ isotones ^{10}Li and ^9He . *J. Phys. Conf. Ser.*, **312**(9) :092012, 2011.
<http://stacks.iop.org/1742-6596/312/i=9/a=092012>.





- [8] T. Al Kalanee. *Etude du noyau d'⁹He via la réaction de transfert d(⁸He, p) à 15.4 MeV/nucléon*. PhD thesis, Université de Caen, 12 2010.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00557105/>.

- [9] T. Al Kalanee, J. Gibelin, *et al.* Structure beyond the neutron drip-line : He-9. *French-japanese Symposium on Nuclear Structure Problems : Organized in the Framework of Fjnsp Lia and Efes*, pages Univ Tokyo, Ctr Nucl Study, 2013.



- [10] T. Al Kalanee, J. Gibelin, *et al.* Structure of unbound neutron-rich ⁹He studied using single-neutron transfer. *Phys. Rev. C*, **88** :034301, Sep 2013.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.034301>.

- [11] K. Alder and A. Winther. *Electromagnetic Excitation*. North-Holland Pub. Comp., 1975.



- [12] A. N. F. Aleixo and C. A. Bertulani. Coulomb excitation in intermediate-energy collisions. *Nucl. Phys. A*, **505**(2) :448–470, 1989.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947489903850>.



- [13] I. Angeli and K. Marinova. Table of experimental nuclear ground state charge radii : An update. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **99**(1) :69 – 95, 2013. ISSN 0092-640X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X12000265>.

- [14] F. Angélique. Développement du nouveau détecteur ACTAR. Master's thesis, Université de Caen Basse Normandie, June 2009.



- [15] R. Anne. SISSI at GANIL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, **126**(1-4) : 279 – 283, 1997. ISSN 0168-583X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X97010094>.



- [16] D. Arteaga and P. Ring. Relativistic quasiparticle random phase approximation in deformed nuclei. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **59**(1) :314–316, 2007.
<https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2006.12.033>.

- [17] G. Audi and A. Wapstra. The 1993 atomic mass evaluation. *Nuclear Physics A*, **565**(1) :1 – 65, 1993. ISSN 0375-9474.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594749390024R>.
- [18] G. Audi, M. Wang, *et al.* The AME2012 atomic mass evaluation. *Chinese Physics C*, **36**(12) :1287, 2012.
<http://stacks.iop.org/1674-1137/36/i=12/a=002>.
- [19] N. Auerbach, C. Stoyanov, *et al.* Isoscalar and isovector dipole strength distributions in nuclei and the Schiff moment. *Phys. Rev. C*, **89** :014335, Jan 2014.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.014335>.
- [20] N. Austern. *Direct nuclear reaction theories*. Interscience Monographs And Texts In Physics And Astronomy. Wiley-Interscience, 1970.
- [21] S. Bagchi. *Study of Compression Modes in ^{56}Ni using an Active Target*. PhD thesis, University of Groningen, 2015.
https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01253585/file/Thesis_Soumya.pdf.
- [22] S. Bagchi, J. Gibelin, *et al.* Observation of isoscalar multipole strengths in exotic doubly-magic ^{56}Ni in inelastic α scattering in inverse kinematics. *Phys. Lett. B*, **751** :371–375, 2015. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315008199>.
- [23] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber. Photo-fission in heavy elements. *Phys. Rev.*, **71** :3–10, Jan 1947.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.71.3>.
- [24] V. Baran, M. Colonna, *et al.* Connecting the pygmy dipole resonance to the neutron skin. *Phys. Rev. C*, **88** :044610, Oct 2013.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.044610>.
- [25] T. Baumann, M. Borge, *et al.* Longitudinal momentum distributions of $^{16,18}\text{C}$ fragments after one-neutron removal from $^{17,19}\text{C}$. *Physics Letters B*, **439**(3-4) :256 – 261, 1998. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269398010971>.





- [26] G. Baur, C. Bertulani, *et al.* Coulomb dissociation as a source of information on radiative capture processes of astrophysical interest. *Nuclear Physics A*, **458**(1) :188 – 204, 1986. ISSN 0375-9474.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947486902903>.



- [27] D. Bazin, B. A. Brown, *et al.* One-neutron halo of ^{19}C . *Phys. Rev. Lett.*, **74** :3569–3572, May 1995.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.3569>.



- [28] B. L. Berman and S. C. Fultz. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. *Rev. Mod. Phys.*, **47** :713–761, Jul 1975.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.47.713>.



- [29] B. L. Berman, J. T. Caldwell, *et al.* Photoneutron cross sections for Zr^{90} , Zr^{91} , Zr^{92} , Zr^{94} , and Y^{89} . *Phys. Rev.*, **162** :1098–1111, Oct 1967.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.162.1098>.

- [30] A. M. Bernstein, V. R. Brown, *et al.* Neutron and proton matrix elements for low-lying 2^+ transitions and the probe dependence of the nuclear deformation parameter. *Comments Nucl. Part. Phys.*, **11**(5) :203–215, 1983.



- [31] L. Bianchi, B. Fernandez, *et al.* SPEG : An energy loss spectrometer for GANIL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **276**(3) :509 – 520, 1989. ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900289905779>.



- [32] J. Blaizot. Nuclear compressibilities. *Physics Reports*, **64**(4) :171 – 248, 1980. ISSN 0370-1573.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157380900010>.

- [33] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf. *Theoretical Nuclear Physics*. John Wiley and Sons, 1984.



- [34] Y. Blumenfeld, F. Auger, *et al.* MUST : A silicon strip detector array for radioactive beam experiments. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **421** :471–491, 1999.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)01178-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01178-4).

- [35] H. G. Bohlen, A. Blazevič, *et al.* Spectroscopy of exotic nuclei with multi-nucleon transfer reactions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **42** :17–26, 1999.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJC-3WSVH48-3/2/d94673d3abf7f25be81f2cd1182b6594>.
- [36] H. G. Bohlen *et al.* Spectroscopy of ^9He with the (^{13}C , ^{13}O)-Reaction on ^9Be . *Z. Physics A*, **330** :227–228, 1988.
<https://doi.org/10.1007/BF01293402>.
- [37] A. Bohr and B. Mottelson. *Nuclear Structure*. World Scientific Publishing Comp., Inc., 1998.
- [38] S. Boissinot. *Structure and spectroscopy of the Oxygen-24 drip-line nucleus from elastic and inelastic proton scattering using MUST2 detectors at RIKEN*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Sept. 2013.
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00958441>.
- [39] J. Bonnard. *A Constrained-Path Quantum Monte-Carlo approach for the Nuclear Shell Model*. Theses, Université de Caen, Dec. 2012.
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00803317>.
- [40] J. Bonnard. Private communication, 2017.
- [41] R. Brun and F. Rademakers. ROOT an object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **389** (1-2) :81 – 86, 1997. ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X>.
- [42] G. Burgunder. *Study of the nuclear spin-orbit interaction by performing the transfer reaction $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ and $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$* . Theses, Université de Caen, Dec. 2011.
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00695010>.
- [43] G. Burgunder, O. Sorlin, *et al.* Experimental study of the two-body spin-orbit force in nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, **112** :042502, Jan 2014.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.042502>.





- [44] A. Buță, T. Martin, *et al.* TONNERRE : an array for delayed-neutron decay spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **455**(2) :412 – 423, 2000. ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900200005106>.

- [45] M. Caamano. *Production and Characterisation of the ^7H resonance*. PhD thesis, Universidade de Santiago de Compostela, June 2006.



- [46] L.-G. Cao and Z.-Y. Ma. Low-lying dipole modes in $^{26,28}\text{Ne}$ in the quasiparticle relativistic random phase approximation. *Physical Review C*, **71** :034305, 2005.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.034305>.



- [47] A. Chapon, J. Gibelin, *et al.* The Billotron : a way to experimentally apprehend the subatomic world. *Phys. Educ.*, **50**(4) :453, 2015.
<http://stacks.iop.org/0031-9120/50/i=4/a=453>.



- [48] L. Chen, B. Blank, *et al.* Evidence for an $l = 0$ ground state in ^9He . *Phys. Lett. B*, **505**(1-4) :21–26, 2001.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-42WP4D4-5/2/685690b2259a1c0004eb40d7c498eb2b>.

- [49] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, *et al.* *Mécanique quantique II*. Editions Hermann, 10 1997. ISBN 9782705661212.












- [50] G. Coló and N. V. Giai. Theoretical understanding of the nuclear incompressibility : where do we stand? *Nucl. Phys. A*, **731** :15 – 27, 2004. ISSN 0375-9474.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947403018517>.



- [51] Colo, G., Garg, U., *et al.* Symmetry energy from the nuclear collective motion : constraints from dipole, quadrupole, monopole and spin-dipole resonances. *Eur. Phys. J. A*, **50**(2) :26, 2014.
<http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2014-14026-9>.



- [52] M. D. Cooper, W. F. Hornyak, *et al.* Deuteron stripping to the single particle states of ^{17}O . *Nucl. Phys. A*, **218**(2) :249–273, 1 1974.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-471XBVT-BV/2/2df4ac128ebd30c8e6767d0de2053eea>.

- [53] <http://www.sciencesalecole.org/cosmos-alecole>. 
- [54] R. Dalitz. On the analysis of τ -meson data and the nature of the τ -meson. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, **44**(357) :1068–1080, 1953.
<http://dx.doi.org/10.1080/14786441008520365>. 
- [55] S. E. Darden, S. Sen, *et al.* Study of (d, p) reactions to unbound states of ^{13}C and ^{17}O . *Nucl. Phys. A*, **208**(1) :77–92, 1973.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-471XBH7-5Y/1/dd9e89dfd1a95774e0d3ea7b8153657a>. 
- [56] B. F. Davis, U. Garg, *et al.* Evidence for the isoscalar giant dipole resonance in ^{208}Pb using inelastic α scattering at and near 0° . *Phys. Rev. Lett.*, **79**(4) :609–612, Jul 1997.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.609>. 
- [57] J. P. Delaroche, M. Girod, *et al.* Structure of even-even nuclei using a mapped collective Hamiltonian and the D^1S Gogny interaction. *Phys. Rev. C*, **81** :014303, Jan 2010.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.014303>. 
- [58] C.-E. Demonchy. *Étude de réactions et d'états isobariques analogues dans le système $^8\text{He}+p$, à basse énergie, à l'aide de la cible active MAYA*. PhD thesis, Université de Caen, 12 2003.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00004117/>. 
- [59] C.-E. Demonchy, M. Caamano, *et al.* Maya : An active-target detector for binary reactions with exotic beams. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **583**(2-3) :341 – 349, 2007. ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4PR3G55-1/2/4e26e84f3516d7528f1652368735fae1>. 
- [60] P. Descouvemont and D. Baye. The R-matrix theory. *Reports on Progress in Physics*, **73**(3) :036301, 2010.
<http://stacks.iop.org/0034-4885/73/i=3/a=036301>. 
- [61] J. Deutsch *et al.* Hyperfine effect in the mu-mesonic ^{11}B atom and information on ^{11}Be from muon capture measurements. *Physics Letter B*, **28** :178–181, 1968.
[https://doi.org/10.1016/0370-2693\(68\)90010-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(68)90010-5). 



- [62] C. A. Diget, A. Pastore, *et al.* Binding blocks : building the universe one nucleus at the time. 2016.
<https://arxiv.org/abs/1610.02296>.



- [63] V. Efimov. Energy levels arising from resonant two-body forces in a three-body system. *Physics Letters B*, **33**(8) :563 – 564, 1970. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269370903497>.



- [64] P. Egelhof, O. Kisselev, *et al.* Nuclear structure studies by direct reaction experiments with stored radioactive beams. *Physica Scripta*, **2003**(T104) : 151, 2003.
<http://stacks.iop.org/1402-4896/2003/i=T104/a=031>.



- [65] Z. Elekes, Z. Dombradi, *et al.* Decoupling of valence neutrons from the core in ^{16}C . *Physics Letter B*, **586** :34–40, 2004.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-4BVPBWK-2/2/e41081c36e41f712395ad4c2a91ae7a3>.



- [66] Z. Elekes, Z. Dombrádi, *et al.* Persistent decoupling of valence neutrons toward the dripline : Study of ^{20}C by γ spectroscopy. *Phys. Rev. C*, **79** : 011302, Jan 2009.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.79.011302>.



- [67] E. Fermi. Über die theorie des stoßes zwischen atomen und elektrisch geladenen teilchen. *Zeitschrift für Physik*, **29**(1) :315–327, 1924. ISSN 0044-3328.
<http://dx.doi.org/10.1007/BF03184853>.












- [68] F. Flavigny. *Extraction of absolute spectroscopic factors from knockout and transfer reactions*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Sept. 2011.
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00657033>.

















- [69] F. Flavigny, A. Gillibert, *et al.* Limited asymmetry dependence of correlations from single nucleon transfer. *Phys. Rev. Lett.*, **110** :122503, Mar 2013.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.122503>.



- [70] S. Fortier, E. Tryggestad, *et al.* Search for resonances in $4n$, H-7 and He-9 via transfer reactions. In Y. Penionzhkevich and E. Cherepanov, editors, *International Symposium on Exotic Nuclei*, volume 912 of *AIP CONFERENCE PROCEEDINGS*. AMER INST PHYSICS, 2007. ISBN 978-0-7354-0420-5.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.2746575>.

- [71] H. Fortune and R. Sherr. Matter radii and wave function admixtures in 2n halo nuclei. *The European Physical Journal A*, 48(7) :103, 2012. ISSN 1434-6001.
<http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2012-12103-9>. 
- [72] N. Fukuda, T. Kubo, *et al.* Identification and separation of radioactive isotope beams by the BigRIPS separator at the RIKEN RI beam factory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 317, Part B :323 – 332, 2013. ISSN 0168-583X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X13009890>. 
- [73] R. Furnstahl. Neutron radii in mean-field models. *Nuclear Physics A*, 706(1-2) :85 – 110, 2002. ISSN 0375-9474.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947402008679>. 
- [74] H. Furutani, H. Horiuchi, *et al.* Cluster-model study of the $T = 1$ states in $A = 4$ system ${}^3\text{He}+p$ scattering. *Progress of Theoretical Physics*, 62(4) : 981–1002, 1979.
[+http://dx.doi.org/10.1143/PTP.62.981](http://dx.doi.org/10.1143/PTP.62.981). 
- [75] U. Garg, P. Bogucki, *et al.* Giant monopole resonance in transitional and deformed nuclei. *Phys. Rev. C*, 29 :93–96, Jan 1984.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.29.93>. 
- [76] L. Gaudefroy, W. Mittig, *et al.* Direct mass measurements of ${}^{19}\text{B}$, ${}^{22}\text{C}$, ${}^{29}\text{F}$, ${}^{31}\text{Ne}$, ${}^{34}\text{Na}$ and other light exotic nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :202503, Nov 2012.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.202503>. 
- [77] J. Gibelin. *Search for low lying dipole strength in the neutron rich nucleus ${}^{26}\text{Ne}$* . PhD thesis, Paris XI University, 11 2005.
http://hal.in2p3.fr/docs/00/05/88/11/PDF/thesis_gibelin.pdf. 
- [78] J. Gibelin, D. Beaumel, *et al.* Measurement of the $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ in the $N = 16$ nucleus ${}^{26}\text{Ne}$. *Physical Review C*, 75(5) :057306, 2007.
<http://link.aps.org/abstract/PRC/v75/e057306>. 
- [79] J. Gibelin, D. Beaumel, *et al.* Decay pattern of pygmy states observed in neutron-rich ${}^{26}\text{Ne}$. *Phys. Rev. Lett.*, 101(21) :212503, 2008.
<http://link.aps.org/abstract/PRL/v101/e212503>. 

- [80] J. Gibelin, M. Freer, *et al.* Alpha cluster structure of ^{12}C using active target MAYA. TANDEM-ALTO, proposal for experiment, Dec 2010.
-  [81] J. Gibelin, M. Wiedeking, *et al.* Channel selection of neutron-rich nuclei following fusion-evaporation reactions of light systems. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **648**(1) :109–113, Aug. 2011. ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211009521>.
-  [82] S. Giron. *Study of the reaction of astrophysical interest $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$ via (d,p gamma) transfer reaction.* Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Dec. 2011. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00661697>.
-  [83] S. Giron, F. Hammache, *et al.* Spectroscopy of ^{61}Fe via the neutron transfer reaction $^2\text{H}(^{60}\text{Fe}, p)^{61}\text{Fe}^*$. *Phys. Rev. C*, **95** :035806, Mar 2017. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.035806>.
-  [84] M. S. Golovkov, L. V. Grigorenko, *et al.* New insight into the low-energy [^{sup}g]he spectrum. *Physical Review C*, **76**(2) :021605–5, 2007. <http://link.aps.org/abstract/PRC/v76/e021605>.
- [85] M. Goth. Caractérisation de nouveaux dispositifs pour la cible active MAYA. Master's thesis, Université de Caen Basse Normandie, June 2010.
- [86] B. Gough. *GNU Scientific Library Reference Manual - Third Edition*. Network Theory Ltd., 3rd edition, 2009. ISBN 0954612078, 9780954612078.
-  [87] F. Gunsing. Introduction to neutron-induced reactions and the R-matrix formalism. In *Joliot-Curie School*. 2014. https://ejc2014.sciencesconf.org/conference/ejc2014/pages/20150420_ejc2014_gunsing_1_2.pdf.
-  [88] Y. Gupta, U. Garg, *et al.* Splitting of ISGMR strength in the light-mass nucleus ^{24}Mg due to ground-state deformation. *Phys. Lett. B*, **748** :343 – 346, 2015. ISSN 0370-2693. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315005316>.
- [89] M. N. Harakeh and A. van der Woude. *Giant Resonances : Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation*. Oxford University Press, 2001.

- [90] M. Heine, S. Typel, *et al.* Determination of the neutron-capture rate of ^{17}C for *r*-process nucleosynthesis. *Phys. Rev. C*, **95** :014613, Jan 2017.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.014613>. 
- [91] C. R. Hoffman, B. P. Kay, *et al.* Neutron *s* states in loosely bound nuclei. *Phys. Rev. C*, **89** :061305, Jun 2014.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.061305>. 
- [92] W. Horiuchi, T. Inakura, *et al.* Glauber-model analysis of total reaction cross sections for Ne, Mg, Si, and S isotopes with Skyrme-Hartree-Fock densities. *Phys. Rev. C*, **86** :024614, Aug 2012.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.024614>. 
- [93] J. Hwang. *Study of ^{19}C by One-Neutron Knockout Reaction with a Carbon Target*. PhD thesis, DEPARTMENT OF PHYSICS AND ASTRONOMY COLLEGE OF NATURAL SCIENCE SEOUL NATIONAL UNIVERSITY, 2015.
<http://dcollection.snu.ac.kr/jsp/common/DcLoOrgPer.jsp?sItemId=000000067486>. 
- [94] J. Hwang, S. Kim, *et al.* Single-neutron knockout from ^{20}C and the structure of ^{19}C . *Physics Letters B*, **769** :503 – 508, 2017. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269317302939>. 
- [95] N. Imai. *Quadrupole Collectivity of ^{16}C* . PhD thesis, University of Tokyo, Mar 2004.
- [96] N. Imai, H. J. Ong, *et al.* Anomalously hindered *e2* strength $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ in ^{16}C . *Phys. Rev. Lett.*, **92** :062501, 2004.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.062501>. 
- [97] T. Inakura, T. Nakatsukasa, *et al.* Emergence of pygmy dipole resonances : Magic numbers and neutron skins. *Phys. Rev. C*, **84** :021302, Aug 2011.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.021302>. 
- [98] T. Inakura, T. Nakatsukasa, *et al.* Low-energy *E1* strength in select nuclei : Possible constraints on neutron skin and symmetry energy. *Phys. Rev. C*, **88** :051305, Nov 2013.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.051305>. 



- [99] M. Itoh, H. Sakaguchi, *et al.* Systematic study of $L \leq 3$ giant resonances in Sm isotopes via multipole decomposition analysis. *Phys. Rev. C*, **68** : 064602, Dec 2003.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.064602>.



- [100] M. Itoh, S. Kishi, *et al.* Isoscalar giant resonance strengths in ^{32}S and possible excitation of superdeformed and $^{28}\text{Si} + \alpha$ cluster bandheads. *Phys. Rev. C*, **88** :064313, Dec 2013.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.064313>.

- [101] J. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, 1999.



- [102] F. James and M. Roos. Minuit - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Computer Physics Communications*, **10**(6) :343 – 367, 1975. ISSN 0010-4655.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010465575900399>.



- [103] G. R. Jansen, J. Engel, *et al.* Ab initio coupled-cluster effective interactions for the shell model : Application to neutron-rich oxygen and carbon isotopes. *Phys. Rev. Lett.*, **113** :142502, Oct 2014.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.142502>.



- [104] H. Jeppesen *et al.* Study of ^{10}Li via the $^9\text{Li}(^2\text{H},p)$ reaction at REX-ISOLDE. *Physics Letter B*, **642** :449, 2006.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2006.09.060>.



- [105] H. T. Johansson, Y. Aksyutina, *et al.* The unbound isotopes $^{9,10}\text{He}$. *Nucl. Phys. A*, **842**(1-4) :15–32, 10 2010.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-4YYGGW3-2/2/516cd67a5fbe4cdae222ccd497880e95>.



- [106] Y. Kanada-En'yo. Deformations in $N = 14$ isotones. *Physical Review C*, **71**(1) :014303–9, 2005.
<http://link.aps.org/abstract/PRC/v71/e014303>.



- [107] Y. Kanada-En'yo. Proton radii of Be, B, and C isotopes. *Phys. Rev. C*, **91** :014315, Jan 2015.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.014315>.



- [108] R. Kanungo, Z. Elekes, *et al.* Excited states in neutron rich boron isotopes. *Physics Letters B*, **608** :206 – 214, 2005. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269305000390>.

- [109] E. Khan, N. Paar, *et al.* Low-energy monopole strength in exotic nickel isotopes. *Phys. Rev. C*, **84** :051301, Nov 2011.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.051301>.
- [110] E. Khan, J. Margueron, *et al.* Constraining the nuclear equation of state at subsaturation densities. *Phys. Rev. Lett.*, **109** :092501, Aug 2012.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.092501>.
- [111] S. Kim. *Spectroscopy of ^{17}C via one-neutron knockout reaction*. PhD thesis, DEPARTMENT OF PHYSICS AND ASTRONOMY COLLEGE OF NATURAL SCIENCE SEOUL NATIONAL UNIVERSITY, 2015.
<http://dcollection.snu.ac.kr/jsp/common/DcLoOrgPer.jsp?sItemId=000000067319>.
- [112] T. Kobayashi, N. Chiga, *et al.* SAMURAI spectrometer for RI beam experiments. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **317**, Part B(o) : 294 – 304, 2013. ISSN 0168-583X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X13007118>.
- [113] Y. Kondo. Calibration methods of the neutron detector array NEBULA. *RIKEN Accel. Prog. Rep.*, **45** :131, 2012.
http://www.nishina.riken.jp/researcher/APR/Document/ProgressReport_vol_45.pdf.
- [114] Y. Kondo, T. Nakamura, *et al.* In-beam γ -ray spectroscopy of neutron-rich boron isotopes $^{15,17}\text{B}$ via inelastic scattering on ^{12}C . *Phys. Rev. C*, **71** :044611, Apr 2005.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.044611>.
- [115] Y. Kondo, T. Nakamura, *et al.* One-neutron removal reactions of ^{18}C and ^{19}C on a proton target. *Phys. Rev. C*, **79** :014602, Jan 2009.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.79.014602>.
- [116] Y. Kondo, T. Nakamura, *et al.* Nucleus ^{26}O : A barely unbound system beyond the drip line. *Phys. Rev. Lett.*, **116** :102503, Mar 2016.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.102503>.
- [117] H. Koura. Three-dimensional nuclear chart : understanding nuclear physics and nucleosynthesis in stars. *Physics Education*, **49**(2) :215, 2014.
<http://stacks.iop.org/0031-9120/49/i=2/a=215>.
- [118] K. S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley & Sons, 1988.





- [119] A. Krasznahorkay, M. Csatlós, *et al.* Neutron-skin thickness of ^{208}Pb , and symmetry-energy constraints from the study of the anti-analog giant dipole resonance. 2013.
<https://arxiv.org/abs/1311.1456v1>.



- [120] A. Krasznahorkay, N. Paar, *et al.* Anti-analog giant dipole resonances and the neutron skin of nuclei. *Physics Letters B*, **720**(4-5) :428 – 432, 2013. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931300186X>.



- [121] T. Kubo. In-flight RI beam separator BigRIPS at RIKEN and elsewhere in Japan. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **204** :97–113, 2003.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJN-47K20G5-B/2/a2087ce8ed924a11c4814f1de26905c7>.

- [122] T. Kubo. Design Features of the In-flight RI Beam Separator BigRIPS at RIKEN. Submitted, 2008.



- [123] T. Kubo, M. Ishihara, *et al.* The RIKEN radioactive beam facility. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, **70**(1) :309 – 319, 1992. ISSN 0168-583X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X9295947P>.



- [124] T. Kubo, D. Kameda, *et al.* Bigrips separator and zerodegree spectrometer at RIKEN RI Beam Factory. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **2012**(1), 2012.
<http://ptep.oxfordjournals.org/content/2012/1/03C003.abstract>.



- [125] W. Kuhn. Über die gesamtstärke der von einem zustande ausgehenden absorptionslinien. *Zeitschrift für Physik*, **33**(1) :408–412, dec 1925.
<http://dx.doi.org/10.1007/BF01328322>.



- [126] A. M. Lane. Reduced widths of individual nuclear energy levels. *Rev. Mod. Phys.*, **32** :519–566, Jul 1960.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.32.519>.



- [127] A. M. Lane and R. G. Thomas. R-matrix theory of nuclear reactions. *Rev. Mod. Phys.*, **30** :257–353, Apr 1958.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.30.257>.



- [128] A. M. Lane, R. G. Thomas, *et al.* Giant resonance interpretation of the nucleon-nucleus interaction. *Phys. Rev.*, **98** :693–701, May 1955.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.98.693>.

- [129] C. Langer, A. Algora, *et al.* Simulations and developments of the low energy neutron detector array LENA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **659**(1) :411 – 418, 2011. ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211012484>.
- [130] H. Laurent, H. Lefort, *et al.* EDEN : a neutron time-of-flight multidetector for decay studies of giant states. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **326** :517–525, 1993.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)90854-B](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)90854-B).
- [131] B. Le Crom. *Study of neutron-proton pairing in N=Z unstable nuclei through transfer reactions*. Theses, Université Paris-Saclay, Jan. 2016.
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01291874>.
- [132] S. Leblond. *Structure of neutron-rich Isotopes of Boron and Carbon at the limits of stability*. Theses, Normandie Université, France, Dec 2015.
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01289381>.
- [133] J.-L. Lecouey, N. Orr, *et al.* Single-proton removal reaction study of ^{16}B . *Phys. Lett. B*, **672**(1) :6 – 11, 2009. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026930801561X>.
- [134] L. Lefebvre. *Study of α clusters in ^{40}Ca and ^{40}Ar through nuclear break-up*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Sept. 2013.
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00875639>.
- [135] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1994.
<http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2>.
- [136] T. Li, U. Garg, *et al.* Isoscalar giant resonances in the Sn nuclei and implications for the asymmetry term in the nuclear-matter incompressibility. *Phys.Rev. C*, **81** :034309, 2010.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.034309>.
- [137] A. F. Lisetskiy, B. R. Barrett, *et al.* *Ab-initio* shell model with a core. *Phys. Rev. C*, **78** :044302, Oct 2008.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.044302>.
- [138] Y.-W. Lui, H. L. Clark, *et al.* Giant resonances in ^{16}O . *Phys. Rev. C*, **64** : 064308, Nov 2001.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.64.064308>.





- [139] Y.-W. Lui, D. H. Youngblood, *et al.* Isoscalar multipole strength in ^{110}Cd and ^{116}Cd . *Phys. Rev. C*, **69** :034611, Mar 2004.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.034611>.



- [140] Y.-W. Lui, D. H. Youngblood, *et al.* Isoscalar giant resonances for nuclei with mass between 56 and 60. *Phys. Rev. C*, **73** :014314, Jan 2006.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.73.014314>.



- [141] Y.-W. Lui, D. H. Youngblood, *et al.* Isoscalar giant resonances in ^{48}Ca . *Phys. Rev. C*, **83** :044327, Apr 2011.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.044327>.



- [142] V. Maddalena, T. Aumann, *et al.* Single-neutron knockout reactions : Application to the spectroscopy of $^{16,17,19}\text{C}$. *Phys. Rev. C*, **63** :024613, Jan 2001.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.63.024613>.



- [143] A. Maj and the PARIS Collaboration. The PARIS Project. *Acta Phys.Pol.*, **B40** :565, 2009.
<http://www.actaphys.uj.edu.pl/fulltext?series=Reg&vol=40&page=565>.



- [144] K. Marinova, W. Geithner, *et al.* Charge radii of neon isotopes across the *sd* neutron shell. *Phys. Rev. C*, **84** :034313, Sep 2011.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.034313>.



- [145] F. M. Marqués, M. Labiche, *et al.* Three-body correlations in borromean halo nuclei. *Phys. Rev. C*, **64** :061301, Nov 2001.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.64.061301>.



- [146] F. Marqués, E. Liegard, *et al.* Neutrons from the breakup of ^{19}C . *Physics Letters B*, **381**(4) :407 – 412, 1996. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026939600617X>.



- [147] F. Marqués, M. Labiche, *et al.* Two-neutron interferometry as a probe of the nuclear halo. *Physics Letters B*, **476**(3) :219 – 225, 2000. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269300001416>.

- [148] F. Marqués, M. Labiche, *et al.* Neutron cross-talk rejection in a modular array and the detection of halo neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **450**(1) :109 – 118, 2000. ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900200002485>.
- [149] A. Matta. *Etude du noyau très riche en neutrons ^{10}He par réaction de transfert d'un proton $^{11}\text{Li}(d, ^3\text{He})$* . These, Université Paris Sud - Paris XI, Feb. 2012.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00684544>.
- [150] A. Matta, D. Beaumel, *et al.* New findings on structure and production of ^{10}He from ^{11}Li with the $(d, ^3\text{He})$ reaction. *Phys. Rev. C*, **92** :041302, Oct 2015.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.041302>.
- [151] I. Mazumdar. Efimov effect in 2-neutron halo nuclei. *Pramana*, **75**(1) : 81–86, 2010. ISSN 0973-7111.
<http://dx.doi.org/10.1007/s12043-010-0067-y>.
- [152] I. Mazumdar, V. Arora, *et al.* Three-body analysis of the occurrence of efimov states in $2n$ halo nuclei such as ^{19}B , ^{22}C , and ^{20}C . *Phys. Rev. C*, **61** :051303, Apr 2000.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.61.051303>.
- [153] K. McVoy. Giant resonances and neutron-nucleus total cross sections. *Annals of Physics*, **43**(1) :91 – 125, 1967. ISSN 0003-4916.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/000349166790293X>.
- [154] K. McVoy. Virtual states and resonances. *Nucl. Phys. A*, **115**(3) :481 – 494, 1968. ISSN 0375-9474.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947468907410>.
- [155] A. Menchaca-Rocha. The mobility of mercury drops on rough glass surfaces. *Journal of Colloid and Interface Science*, **149**(2) :472 – 480, 1992. ISSN 0021-9797.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S002197979290434N>.





- [156] A. Menchaca-Rocha, M. Borunda, *et al.* *Advances in Nuclear Dynamics* 2, chapter Search for Exotic Shapes in Liquid-Drop Collisions, pages 299–306. Springer US, Boston, MA, 1996. ISBN 978-1-4757-9086-3.
http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4757-9086-3_41.

[157] N. Michel. Private communication, 2017.



- [158] R. Mohan, M. Danos, *et al.* Three-fluid hydrodynamical model of nuclei. *Physical Review C*, **3** :1740, 1971.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.3.1740>.



- [159] P. Möller, A. Sierk, *et al.* Nuclear ground-state masses and deformations : FRDM(2012) . *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **109–110** : 1–204, 2016. ISSN 0092-640X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X1600005X>.



- [160] C. Monrozeau. *Nouvelle méthode expérimentale dédiée à l'étude des modes collectifs dans les noyaux exotiques. Influence de la superfluidité sur le temps de refroidissement d'une étoile à neutrons*. PhD thesis, Université Paris XI, 07 2007.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00221226>.



- [161] C. Monrozeau, E. Khan, *et al.* First Measurement of the Giant Monopole and Quadrupole Resonances in a Short-Lived Nucleus : ^{56}Ni . *Phys. Rev. Lett.*, **100**(4) :042501–4, 2008.
<http://link.aps.org/abstract/PRL/v100/e042501>.



- [162] T. Motobayashi. Coulomb dissociation of unstable nuclei - simulation for radiative captures of astrophysical interest. *Nucl. Phys. A*, **630** :328c, 1998.
[https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(97\)00771-9](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(97)00771-9).



- [163] X. Mougeot. *Spectroscopie des noyaux exotiques ^6He , ^7He avec les télescopes à pistes MUST2 et le faisceau SPIRAL d' ^8He* . PhD thesis, Université Paris VII - Denis Diderot, Sept. 2008.
<http://irfu.cea.fr/Phocea/file.php?file=Doc/Publications/Archives/irfu-08-06-T.pdf>.



- [164] X. Mougeot, V. Lapoux, *et al.* New excited states in the halo nucleus ^6He . *Phys. Lett. B*, **718**(2) :441 – 446, 2012. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312011082>.

- [165] M. Moukaddam. *Évolution de la structure en couches dans les noyaux de masse moyenne : recherche de l'orbitale $2d_{5/2}$ neutron dans le noyau ^{69}Ni* . These, Université de Strasbourg, Mar. 2012.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00759572>.
- [166] T. Nakamura and Y. Kondo. Large acceptance spectrometers for invariant mass spectroscopy of exotic nuclei and future developments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, **376** :156 – 161, 2016. ISSN 0168-583X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X1600029X>.
- [167] T. Nakamura, N. Fukuda, *et al.* Coulomb dissociation of ^{19}C and its halo structure. *Phys. Rev. Lett.*, **83** :1112–1115, Aug 1999.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.1112>.
- [168] B. K. Nayak, U. Garg, *et al.* "bi-modal" isoscalar giant dipole strength in ^{58}Ni . *Phys. Lett. B*, **637**(1-2) :43–47, 6 2006.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-4JSG6D5-1/2/493c5e29fa8f15061e5cefdf45192000>.
- [169] A. Obertelli, A. Delbart, *et al.* Minos : A vertex tracker coupled to a thick liquid-hydrogen target for in-beam spectroscopy of exotic nuclei. *The European Physical Journal A*, **50**(1) :8, Jan 2014. ISSN 1434-601X.
<https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14008-y>.
- [170] Obertelli, A. and Uesaka, T. Hydrogen targets for exotic-nuclei studies developed over the past 10 years. *Eur. Phys. J. A*, **47**(9) :105, 2011.
<https://doi.org/10.1140/epja/i2011-11105-5>.
- [171] K. A. Olive *et al.* Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, **C38** :090001, 2014.
<http://stacks.iop.org/1674-1137/38/i=9/a=090001>.
- [172] H. J. Ong, N. Imai, *et al.* Neutron-dominant quadrupole collective motion in ^{16}C . *Physical Review C*, **73**(2) :024610–5, 2006.
<http://link.aps.org/abstract/PRC/v73/e024610>.
- [173] H. J. Ong, N. Imai, *et al.* Lifetime measurements of first excited states in $^{16,18}\text{C}$. *Phys. Rev. C*, **78** :014308, Jul 2008.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.014308>.





- [174] S. Ota, H. Tokieda, *et al.* CNS active target (CAT) for missing mass spectroscopy with intense beams. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, **305**(3) :907–911, 2015. ISSN 1588-2780.
<http://dx.doi.org/10.1007/s10967-015-4130-5>.



- [175] H. Otsu, S. Koyama, *et al.* SAMURAI in its operation phase for RIBF users. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, **376** :175 – 179, 2016. ISSN 0168-583X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X16001865>.



- [176] T. Otsuka, R. Fujimoto, *et al.* Magic numbers in exotic nuclei and spin-isospin properties of the NN interaction. *Phys. Rev. Lett.*, **87** :082502, Aug 2001.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.082502>.



- [177] S. Ottini *et al.* CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **431** :476–484, 1999.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00380-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00380-0).



- [178] J. Pancin, J. Gibelin, *et al.* Electrostatic mask for active targets. *J. Instrum.*, **7**(01) :P01006, 2012.
<http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=01/a=P01006>.



- [179] D. Patel, U. Garg, *et al.* Giant monopole resonance in even-*A* Cd isotopes, the asymmetry term in nuclear incompressibility, and the “softness” of Sn and Cd nuclei. *Phys. Lett. B*, **718**(2) :447 – 450, 2012. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312011100>.











- [180] X. Pereira Lopez. *Study of transfer reactions induced by a ^{16}C beam*. Theses, Université de Caen Normandie, Dec. 2016.
<http://hal.in2p3.fr/tel-01522695>.



- [181] S. Peru, H. Goutte, *et al.* Giant and pygmy resonances within axial-deformed qrpa with the gogny force. *Nucl. Phys. A*, **788**(1-4) : 44–49, 2007.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-4MV74YN-H/2/cc6e0baf635a2257262001213a70c32c>.



- [182] M. Petri, P. Fallon, *et al.* Lifetime measurement of the 2_1^+ state in ^{20}C . *Phys. Rev. Lett.*, **107** :102501, Aug 2011.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.102501>.

- [183] J. Piekarewicz. Pygmy resonances and neutron skins. *Phys. Rev. C*, **83** : 034319, Mar 2011.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.034319>. 
- [184] J. Piekarewicz. Nuclear breathing mode in neutron-rich nickel isotopes : Sensitivity to the symmetry energy and the role of the continuum. *Phys. Rev. C*, **91** :014303, Jan 2015.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.014303>. 
- [185] J. Piekarewicz. Emergence of low-energy monopole strength in the neutron-rich calcium isotopes. *Phys. Rev. C*, **96** :044314, Oct 2017.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.96.044314>. 
- [186] E. Pollacco, D. Beaumel, *et al.* MUST2 : A new generation array for direct reaction studies. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, **25**(0) :287–288, 09 2005.
<http://dx.doi.org/10.1140/epjad/i2005-06-162-5>. 
- [187] B. Pritychenko, M. Birch, *et al.* Tables of $E2$ transition probabilities from the first states in even–even nuclei. *At. Data Nucl. Data Tables*, **107** :1–139, 2016. ISSN 0092-640X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X15000406>. 
- [188] B. V. Pritychenko *et al.* Role of intruder configurations in $^{26,28}\text{Ne}$ and $^{30,32}\text{Mg}$. *Physics Letter B*, **461** :322–328, 1999.
- [189] A. Ramus. *Etude des noyaux instables ^{19}O et ^{25}Ne par réaction de transfert à l'aide du dispositif MUST2-TIARA-VAMOS-EXOGAM*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Sept. 2009.
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00457509>. 
- [190] F. Reiche and W. Thomas. Über die zahl der dispersionselektronen, die einem stationären zustand zugeordnet sind. *Zeitschrift für Physik*, **34**(1) : 510–525, dec 1925.
<http://dx.doi.org/10.1007/BF01328494>. 
- [191] D. Ridikas, W. Mittig, *et al.* Inclusive proton production cross sections in (d, xp) reactions induced by 100 MeV deuterons. *Phys. Rev. C*, **63** : 014610, Dec 2000.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.63.014610>. 



- [192] D. Robson and A. M. Lane. Comprehensive Formalism for Nuclear-Reaction Problems. II. Applications : Giant Resonances and Doorway States. *Phys. Rev.*, **161** :982–993, Sep 1967.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.161.982>.



- [193] G. V. Rogachev, V. Z. Goldberg, *et al.* $T = 5/2$ states in ${}^9\text{Li}$: Isobaric analog states of ${}^9\text{He}$. *Physical Review C*, **67**(4) :041603, 2003.
<http://link.aps.org/abstract/PRC/v67/e041603>.



- [194] T. Roger. *Etude des réactions induites par le noyau à halo ${}^{11}\text{Li}$ avec la cible active MAYA*. PhD thesis, Université de Caen, 09 2009.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00424010/>.



- [195] T. Roger, M. Caamaño, *et al.* Tracking algorithms for the active target maya. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **638**(1) :134 – 142, 2011. ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-5281SCY-8/2/bb836be0496935bdb73d174271e9ac1>.

- [196] S. Sambhi. *Experimental studies on nuclei far from stability*. PhD thesis, KU Leuven, 2015.



- [197] S. Sambhi, R. Raabe, *et al.* ${}^{12}\text{C}+p$ resonant elastic scattering in the MAYA active target. *The European Physical Journal A*, **51**(3) :25, 2015. ISSN 1434-6001.
<http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2015-15025-0>.



- [198] SAMURAI website.
<http://ribf.riken.jp/SAMURAI/>.



- [199] H. Sato, T. Kubo, *et al.* Superconducting Dipole Magnet for SAMURAI Spectrometer. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **23**(3) : 4500308–4500308, June 2013. ISSN 1051-8223.
<https://doi.org/10.1109/TASC.2012.2237225>.



- [200] D. Savran, T. Aumann, *et al.* Experimental studies of the pygmy dipole resonance. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **70** :210 – 245, 2013. ISSN 0146-6410.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641013000057>.



- [201] K. K. Seth, M. Artuso, *et al.* Exotic Nucleus Helium-9 and its Excited States. *Phys. Rev. Lett.*, **58**(19) :1930, 1987.
<http://link.aps.org/abstract/PRL/v58/p1930>.

- [202] S. Shlomo and D. H. Youngblood. Nuclear matter compressibility from isoscalar giant monopole resonance. *Phys. Rev. C*, **47** :529–536, Feb 1993. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.47.529>.
- [203] H. Simon *et al.* Two- and three-body correlations : breakup of halo nuclei. *Nucl. Phys. A*, **734** :323, 2004. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.01.058>.
- [204] <http://muoscope.in2p3.fr/>.
- [205] D. Smalley, H. Iwasaki, *et al.* Lifetime measurements of ^{17}C excited states and three-body and continuum effects. *Phys. Rev. C*, **92** :064314, Dec 2015. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.064314>.
- [206] A. Spyrou, T. Baumann, *et al.* First evidence for a virtual ^{18}B ground state. *Phys. Lett. B*, **683**(2–3) :129 – 133, 2010. ISSN 0370-2693. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269309014518>.
- [207] M. Stanoiu, M. Belleguic, *et al.* Observation of bound excited states in ^{15}B . *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, **22**(1) :5–8, 2004. ISSN 1434-601X. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2004-10078-8>.
- [208] M. Stanoiu, D. Sohler, *et al.* Disappearance of the $N = 14$ shell gap in the carbon isotopic chain. *Phys. Rev. C*, **78** :034315, Sep 2008. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.034315>.
- [209] S. Stringari. Sum rules for compression modes. *Phys. Lett. B*, **108**(4-5) : 232–236, 1982. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-472K329-2GX/1/330beb98ffe81ec7b21d67b7a59ace36>.
- [210] L. Stuhl, A. Krasznahorkay, *et al.* A neutron spectrometer for studying giant resonances with (p,n) reactions in inverse kinematics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **736** :1 – 9, 2014. ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213014198>.



[211] D. Suzuki. *Missing Mass Spectroscopy on Oxygen Isotopes beyond the Proton-Drip Line*. PhD thesis, Department of Physics, School of Science, University of Tokyo, Jan 2009.



[212] D. Suzuki. Missing mass spectroscopy on oxygen isotopes beyond the proton-drip line : mirror symmetry of nuclear shell evolution. *The European Physical Journal A*, **48**(9) :1-26, 2012. ISSN 1434-601X.
<http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2012-12130-6>.



[213] D. Suzuki, H. Iwasaki, *et al.* Breakdown of the $Z = 8$ Shell Closure in Unbound ^{12}O and its Mirror Symmetry. *Physical Review Letter*, **103**(15) : 152503, Oct 2009.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.152503>.

[214] D. Suzuki, J. Gibelin, *et al.* Alpha cluster structure of ^{12}C using active target. TANDEM-ALTO, proposal for experiment, Jan. 2014.



[215] D. Suzuki, H. Iwasaki, *et al.* Second 0^+ state of unbound ^{12}O : Scaling of mirror asymmetry. *Phys. Rev. C*, **93** :024316, Feb 2016.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.93.024316>.



[216] T. Suzuki and H. Sagawa. Low-energy dipole modes in unstable nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **46**(1) :135 – 143, 2001. ISSN 0146-6410.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S014664100100117X>.



[217] M. Takechi, M., T. OHTSUBO, *et al.* Measurements of interaction cross sections towards neutron-rich Ne isotopes at RIBF. *Modern Physics Letters A*, **25**(21n23) :1878–1881, 2010.
<http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S021773231000054X>.



[218] S. Takeuchi, T. Motobayashi, *et al.* DALI2 : A NaI(Tl) detector array for measurements of γ -rays from fast nuclei . *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **763**(0) :596 – 603, 2014. ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214008419>.



[219] S. Takeuchi *et al.* Development of NaI(Tl) detector for array in-beam γ -ray spectroscopy. *RIKEN Accel. Prog. Rep.*, **36** :148, 2003.
http://www.nishina.riken.jp/researcher/APR/Document/ProgressReport_vol_36.pdf.

- [220] I. Talmi and I. Unna. Order of levels in the shell model and spin of ^{11}Be . *Physical Review Letter*, **4**(9) :469–, May 1960.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.4.469>.
- [221] K. Tanaka, T. Yamaguchi, *et al.* Observation of a large reaction cross section in the drip-line nucleus ^{22}C . *Phys. Rev. Lett.*, **104** :062701, Feb 2010.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.062701>.
- [222] R. Tanaka. Detection of fast neutron in secondary nuclear reaction experiment. Master's thesis, Tokyo Institute of Technology, 2012.
http://be.nucl.ap.titech.ac.jp/thesis/2012m_tanaka.pdf.
- [223] O. Tarasov and D. Bazin. LISE++ : Radioactive beam production with in-flight separators. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **266** (19-20) :4657 – 4664, 2008. ISSN 0168-583X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJN-4SR7115-9/2/2812b311ac0f7b4d7b0066dc548acfdc>.
- [224] J. Terasaki and J. Engel. Self-consistent description of multipole strength : Systematic calculations. *Phys. Rev. C*, **74** :044301, Oct 2006.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.74.044301>.
- [225] R. G. Thomas. Collision matrices for the compound nucleus. *Phys. Rev.*, **97** :224–237, Jan 1955.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.97.224>.
- [226] I. J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. *Computer Physics Reports*, **7**(4) :167 – 212, 1988. ISSN 0167-7977.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167797788900056>.
- [227] D. Tilley, H. Weller, *et al.* Energy levels of light nuclei $A = 16 - 17$. *Nucl. Phys. A*, **564**(1) :1 – 183, 1993. ISSN 0375-9474.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947493900737>.
- [228] D. R. Tilley, J. H. Kelley, *et al.* Energy levels of light nuclei $A = 8, 9, 10$. *Nucl. Phys. A*, **745**(3-4) :155–362, 2004.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-4DKD1B7-1/2/1c839559651ca96f75c425df66c879a0>.
- [229] N. K. Timofeyuk. Widths of low-lying nucleon resonances in light nuclei in the source-term approach. *Phys. Rev. C*, **92** :034330, Sep 2015.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.034330>.





- [230] Y. Togano, T. Nakamura, *et al.* Interaction cross section study of the two-neutron halo nucleus ^{22}C . *Physics Letters B*, **761** :412 – 418, 2016. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269316304890>.



- [231] Y. Tokimoto, Y.-W. Lui, *et al.* Giant resonances in $^{46,48}\text{Ti}$. *Phys. Rev. C*, **74** :044308, Oct 2006.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.74.044308>.



- [232] J. Treiner, H. Krivine, *et al.* Nuclear incompressibility : From finite nuclei to nuclear matter. *Nuclear Physics A*, **371**(2) :253 – 287, 1981. ISSN 0375-9474.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947481900671>.

- [233] E. Triggstad, S. Fortier, *et al.* Parity inversion in the ^9He studied via the $d(^8\text{He}, p)$ reaction. Priv. Comm.



- [234] E. Uberseder, G. Rogachev, *et al.* Nuclear structure beyond the neutron drip line : The lowest energy states in ^9He via their $T = 5/2$ isobaric analogs in ^9Li . *Phys. Lett. B*, **754** :323 – 327, 2016. ISSN 0370-2693.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269316000186>.



- [235] M. Vandebrouck. *Première mesure des résonances géantes isoscalaires dans un noyau exotique riche en neutrons : le ^{68}Ni avec la cible active Maya*. These, Université Paris Sud - Paris XI, Sept. 2013.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00872712>.



- [236] M. Vandebrouck, J. Gibelin, *et al.* Measurement of the isoscalar monopole response in the neutron-rich nucleus ^{68}Ni . *Phys. Rev. Lett.*, **113** :032504, Jul 2014.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.032504>.



- [237] M. Vandebrouck, J. Gibelin, *et al.* Isoscalar response of ^{68}Ni to α -particle and deuteron probes. *Phys. Rev. C*, **92** :024316, Aug 2015.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.92.024316>.

- [238] M. Vandebrouck, J. Gibelin, *et al.* Study of giant and pygmy resonances in exotic nuclei at LISE. Letter of intent, May 2016.

- [239] V. Vaquero, A. Jungclaus, *et al.* Gamma decay of unbound neutron-hole states in ^{133}Sn . *Phys. Rev. Lett.*, **118** :202502, May 2017.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.202502>.
- [240] A. C. C. Villari *et al.* First results at SPIRAL-GANIL. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B*, **204**(0) :31 – 41, 2003. ISSN 0168-583X.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X02018876>.
- [241] A. Volya and V. Zelevinsky. Discrete and continuum spectra in the unified shell model approach. *Phys. Rev. Lett.*, **94** :052501, Feb 2005.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.052501>.
- [242] W. von Oertzen, H. Bohlen, *et al.* Nuclear structure studies of very neutron-rich isotopes of ^{7-10}He , ^{9-11}Li and $^{12-14}\text{Be}$ via two-body reactions. *Nuclear Physics A*, **588**(1) :c129 – c134, 1995. ISSN 0375-9474.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594749500111D>.
- [243] P. Voss, T. Baugher, *et al.* Excited-state transition-rate measurements in ^{18}C . *Phys. Rev. C*, **86** :011303, Jul 2012.
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.011303>.
- [244] E. K. Warburton and B. A. Brown. Effective interaction for the $0p1s0d$ nuclear shell-model space. *Physical Review C*, **46** :923, 1992.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.46.923>.
- [245] C. F. v. Weizsäcker. Ausstrahlung bei stößen sehr schneller elektronen. *Zeitschrift für Physik*, **88**(9) :612–625, 1934. ISSN 0044-3328.
<http://dx.doi.org/10.1007/BF01333110>.
- [246] R. Wells. Rapid approximation to the voigt/faddeeva function and its derivatives. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **62**(1) :29 – 48, 1999. ISSN 0022-4073.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407397002318>.
- [247] M. Wiedeking, P. Fallon, *et al.* Lifetime measurement of the first excited 2^+ state in ^{16}C . *Phys. Rev. Lett.*, **100**(15) :152501–4, 2008.
<http://link.aps.org/abstract/PRL/v100/e152501>.
- [248] E. J. Williams. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Phys. Rev.*, **45** :729–730, May 1934.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.45.729>.





- [249] X.-Y. Xiong, J.-C. Pei, *et al.* Study of weakly-bound odd- A nuclei with quasiparticle blocking. *Chinese Physics C*, **40**(2) :024101, 2016.
<http://stacks.iop.org/1674-1137/40/i=2/a=024101>.



- [250] G. Yan-Qing and R. Zhong-Zhou. Exploring scaling laws of valence neutron distributions for medium nuclei. *Chinese Physics Letters*, **27**(10) : 102102, 2010.
<http://stacks.iop.org/0256-307X/27/i=10/a=102102>.



- [251] K. Yoshida and N. V. Giai. Deformed quasiparticle-random-phase approximation for neutron-rich nuclei using the skyrme energy density functional. *Physical Review C*, **78**(6) :064316, 2008.
<http://link.aps.org/abstract/PRC/v78/e064316>.



- [252] D. H. Youngblood, P. Bogucki, *et al.* Systematics of the giant monopole resonance from inelastic alpha scattering. *Phys. Rev. C*, **23** :1997–2007, May 1981.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.23.1997>.



- [253] D. H. Youngblood, Y.-W. Lui, *et al.* Isoscalar $E0$ strength between 6 and 11 MeV in ^{40}Ca . *Phys. Rev. C*, **68** :057303, Nov 2003.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.057303>.



- [254] D. H. Youngblood, Y.-W. Lui, *et al.* Isoscalar $E0 - E3$ strength in ^{116}Sn , ^{144}Sm , ^{154}Sm , and ^{208}Pb . *Phys. Rev. C*, **69** :034315, Mar 2004.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.034315>.



- [255] D. H. Youngblood, Y.-W. Lui, *et al.* Unexpected characteristics of the isoscalar monopole resonance in the $A \approx 90$ region : Implications for nuclear incompressibility. *Phys. Rev. C*, **88** :021301, Aug 2013.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.021301>.



- [256] C. Yuan, T. Suzuki, *et al.* Shell-model study of boron, carbon, nitrogen, and oxygen isotopes with a monopole-based universal interaction. *Phys. Rev. C*, **85** :064324, Jun 2012.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.064324>.



- [257] R. Zegers. *Search for isovector giant monopole resonances*. PhD thesis, University of Groningen, 1999.
<http://hdl.handle.net/11370/087b6413-b9de-4e65-9127-35f60da42a1d>.

Résumé des mesures expérimentales des résonance GMR et GQR

Ne sont listés ici pour les GMR que les valeurs de position à partir de fit Lorentzien (ou Gaussien) ou alors de $\sqrt{m_1/m_{-1}}$ (noté Δ). Si le RMS est utilisé au lieu de Gamma (\clubsuit). Les noyaux nouveaux sont notés (\diamond). \spadesuit : dans [202], valeurs non corrigées.

A	Z	N	Nucleus	GMR			GQR			Ref.	
				E_x	ΔE_x	Γ	$\Delta\Gamma$	% EWSR	Δ ESWR		E_x
16	8	8	O \diamond	21.13	$+0.49$ -0.50						[138]
24	12	12	Mg	17.20				90 \pm 20			[202]
				16 \pm				57 \pm 7			[88]
				24 \pm				57 \pm 7			[88]
28	14	14	Si	19.00	\pm 0.50	6.30	\pm 0.50	66 \pm 12			[202]
32	16	16	S \diamond		\pm						[100]
40	20	20	Ca	8.7	\pm 0.30			3.2 \pm 1			[253]
			Ca	Δ 17.58	\pm 0.40			100 \pm 14			[253]
48	20	28	Ca \diamond	Δ 19.88	$+0.14$ -0.18	\clubsuit 6.68	$+0.31$ -0.36		16.79	$+0.14$ -0.12	[141]
45	21	24	Sc	16.10	\pm 0.50	3.20	\pm 0.70				[202] \spadesuit
46	22	24	Ti \diamond	18.44	\pm 0.25	9.23	\pm 0.10	62 11	16.79	0.19	[231]
48	22	26	Ti \diamond	18.73	\pm 0.23	8.28	\pm 0.23	84 11	17.47	0.2	[231]
55	25	30	Mn	17.70	\pm 0.50	4.00	\pm 0.50	10			[202] \spadesuit

CHAPITRE 10. RÉSUMÉ DES PROPRIÉTÉS DES GMR MESURÉES

56	26	30	Fe	17.00 ±0.30	3.60 ±0.30	10		[202]
				18.14 ^{+0.14} _{-0.15}	7.40 ±0.13	82	^{+0.1} _{-0.08}	16.65 ±0.11 [140]
56	28	28	Ni [◇]	19.3 ±0.5				16.2 0.5 [161]
				19.1 ±0.5				[22]
58	28	30	Ni	17.00 ±0.40	4.00 0.40	19	10	16.07 [202]
				17.30 ±0.20	3.10 0.20	23	5	16.39 [202]
				17.10 ±0.30	2.50 0.30	10		16.20 [202]
				18.43 ±0.15	7.41 ±0.13	82	^{+0.11} _{-0.09}	16.64 ±0.12 [140]
60	28	32	Ni	17.00 ±0.30	2.70 0.30	8		15.90 [202]
				17.62 ±0.15		66		[140]
68	28	40	Ni [◇]	±				[236]
				±				[236]
64	30	34	Zn	18.2 ±0.7	4.3 ±0.9	38	±10	15.3 ±0.3 [252]
66	30	36	Zn	18.4 ±0.5	4.1 ±1.1	38	±10	14.9 ±0.5 [252]
90	40	50	Zr	16.20 ±0.50	3.50 ±0.30	90	20	14.00 [202]
				16.10 ±0.28	3.10 ±0.28			14.00 [202]
				16.40 ±0.25	3.60 ±0.25	39		14.05 [202]
				17.10 ±0.15	4.40	84		[253]
				24.90 ±0.15	7.60	22		[253]
92	40	52	Zr [◇]	16.60 ±0.15	4.40	84		[255]
				25.50 ±0.15	12	38		[255]
94	40	54	Zr [◇]	15.80 ±0.15	5.90	83		[255]
				24.20 ±0.15	5.60	21		[255]
96	40	56	Zr	15.80 ±0.30	3.20 ±0.30	28		[202]
92	42	50	Mo	16.20 ±0.20	4.80 ±0.30	85	17	[202]
				16.30 ±0.30	4.00 ±0.30	24		[202]
				16.80 ±0.15	4.00	42		[255]
				23.90 ±0.15	14.7	65		[255]
96	42	54	Mo	16.40 ±0.30	3.50 ±0.30	19		[202]
				16.40 ±0.15	5.70	83		[255]
				23.80 ±0.15	5.7	20		[255]

98	42	56	Mo [◇]	15.70 ±0.15	6.5	89		[255]
				24.20 ±0.15	5.6	14		[255]
100	42	58	Mo	16.00 ±0.45	3.70 ±0.45	17		[202]
				15.80 ±0.15	7.10	97		[255]
				23.60 ±0.15	5.5	14		[255]
106	48	58	Cd [◇]	16.50 ±0.19	6.14 ±0.37			[179]
110	48	62	Cd [◇]	15.71 ±0.11	5.40 ^{+0.14} _{-0.16}	88 ⁺²¹ ₋₁₃	13.09 ±0.14	[139]
				16.09 ±0.15	5.72 ±0.45			[179]
112	48	64	Cd [◇]	15.72 ±0.10	5.85 ±0.18			[179]
114	48	66	Cd [◇]	15.59 ±0.20	6.41 ±0.64			[179]
116	48	68	Cd [◇]	15.17 ^{+0.12} _{-0.11}	5.40 ^{+0.14} _{-0.16}	104 ⁺²³ ₋₁₃	13.13 ±0.12	[139]
				15.43 ±0.12	6.51 ±0.40			[179]
112	50	62	Sn	15.70 ±0.30	4.20 ±0.30	79 25	13.3	[202]
				15.80 ±0.14	3.30 ±0.25	106 24	13.51	[202]
				16.10 ±0.25	3.00 ±0.30	45	13.65	[202]
				16.10 ±0.10	4.00 ±0.40	92 4		[136]
114	50	64	Sn	15.80 ±0.14	3.50 ±0.29	107 23		[202]
				15.90 ±0.10	4.10 ±0.40	104 6		[136]
116	50	66	Sn	15.60 ±0.30	4.10 ±0.30	180 60	13.2	[202]
				15.60 ±0.16	3.70 ±0.39	101 22	13.39	[202]
				15.50 ±0.25	3.20 ±0.30	45	13.15	[202]
				15.80 ±0.10	4.10 ±0.30	99 5		[136]
118	50	68	Sn	15.50 ±0.60	4.10 ±0.70	150		[202]
				15.60 ±0.10	4.30 ±0.40	95 5		[136]
120	50	70	Sn	15.20 ±0.50	4.10 ±0.60	180	12.7	[202]
				15.50 ±0.15	3.90 ±0.35	94 20	13.24	[202]
				15.40 ±0.40	4.00 ±0.30	110 22	12.75	[202]
				15.40 ±0.25	3.20 ±0.30	58	12.75	[202]
				15.40 ±0.20	4.90 ±0.50	108 7		[136]
122	50	72	Sn [◇]	15.00 ±0.20	4.40 ±0.40	106 5		[136]
124	50	74	Sn	14.80 ±0.40	3.80 ±0.60	186 60	12.3	[202]

CHAPITRE 10. RÉSUMÉ DES PROPRIÉTÉS DES GMR MESURÉES

			15.30 ±0.16	3.40 ±0.35	108 22	13.02	[202]
			16.10 ±0.25	3.00 ±0.30	45	12.35	[202]
			14.80 ±0.20	4.50 ±0.50	105 6		[136]
142	60	82	Nd [◇]	12.1 ±0.1	2.9 ±0.3		[75]
			Nd [◇]	14.8 ±0.3	3.3 ±0.2		[75]
146	60	86	Nd [◇]	12.2 ±0.1	3.3 ±0.3		[75]
			Nd [◇]	15.1 ±0.3	3.5 ±0.2		[75]
150	60	90	Nd [◇]	12.2 ±0.1	3.8 ±0.3		[75]
			Nd [◇]	15.4 ±0.3	3.4 ±0.2		[75]
144	62	88	Sm [◇]	15.30 ^{+0.11} _{-0.12}	3.71 ^{+0.12} _{-0.63}	84 ⁺⁴ ₋₂₅	12.33 0.11 [99]
148	62	86	Sm [◇]	12.1 ±0.2	3.1 ±0.2		[75]
				14.6 ±0.3	3.4 ±0.3		[75]
148	62	88	Sm [◇]	12.32 ±0.45	4.7	17 ⁺³ ₋₄	12.03 0.13 [99]
	62	88	Sm [◇]	15.37 ^{+0.14} _{-0.18}	3.7	64 ⁺⁵ ₋₂₄	[99]
150	62	88	Sm [◇]	12.5 ^{+1.7} _{-1.5}	4.7	19 ±11	11.81 0.17 [99]
	62	88	Sm [◇]	15.48 ±0.28	3.7	63 ⁺¹³ ₋₂₈	[99]
152	62	88	Sm [◇]	11.27 ^{+0.32} _{-0.54}	4.7	17 ⁺² ₋₄	11.53 0.14 [99]
	62	88	Sm [◇]	15.44 ^{+0.12} _{-0.23}	3.7	73 ⁺⁴ ₋₂₅	[99]
154	62	88	Sm [◇]	10.83 ^{+0.32} _{-0.54}	4.7	17 ⁺² ₋₃	11.24 0.14 [99]
	62	88	Sm [◇]	15.45 ^{+0.13} _{-0.16}	3.7	71 ⁺⁴ ₋₂₃	[99]
159	65	94	Tb	15.00 ±0.31	3.40 ±0.25		[202]
165	67	98	Ho	15.15 ±0.31	2.70 ±0.30		[202]
169	69	100	Tm	14.85 ±0.36	2.50 ±0.30		[202]
175	71	104	Lu	14.55 ±0.36	3.00 ±0.30		[202]
181	73	108	Ta	14.35 ±0.31	2.50 ±0.25		[202]
197	79	118	Au	13.60 ±0.28	2.40 ±0.20		[202]
208	82	126	Pb	13.35 ±0.36	2.80 ±0.25		[202]
209	83	126	Bi	13.45 ±0.36	2.30 ±0.30		[202]
232	90	142	Th	13.5 ±0.44	2.30 ±0.40		[202]
238	92	146	U	13.70 ±0.40	3.00 ±0.50		[202]

Articles principaux

Ces articles (ou tout du moins leur première page) constituent les principaux travaux décrits dans ce manuscrit et pour lequel l'auteur est directement et fortement impliqué.

Decay Pattern of Pygmy States Observed in Neutron-Rich ^{26}Ne

J. Gibelin,^{1,2,*} D. Beaumel,¹ T. Motobayashi,³ Y. Blumenfeld,¹ N. Aoi,³ H. Baba,³ Z. Elekes,⁴ S. Fortier,¹ N. Frascaria,¹ N. Fukuda,³ T. Gomi,³ K. Ishikawa,⁵ Y. Kondo,⁵ T. Kubo,³ V. Lima,¹ T. Nakamura,⁵ A. Saito,⁶ Y. Satou,⁵ J.-A. Scarpaci,¹ E. Takeshita,² S. Takeuchi,³ T. Teranishi,⁷ Y. Togano,² A. M. Vinodkumar,⁵ Y. Yanagisawa,³ and K. Yoshida³

¹*Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, Université Paris Sud, F-91406 Orsay, France*

²*Department of Physics, Rikkyo University, 3-34-1 Nishi-Ikebukuro, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan*

³*RIKEN (The Institute of Physical and Chemical Research), 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan*

⁴*Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, PO Box 51, H-4001 Debrecen, Hungary*

⁵*Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152-8551, Japan*

⁶*Center for Nuclear Study, University of Tokyo, RIKEN Campus, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan*

⁷*Department of Physics, Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki, Higashi, Fukuoka 812-8581, Japan*

(Received 7 March 2008; published 19 November 2008)

Coulomb excitation of the exotic neutron-rich nucleus ^{26}Ne on a ^{208}Pb target was measured at 58 MeV/u in order to search for low-lying $E1$ strength above the neutron emission threshold. This radioactive beam experiment was carried out at the RIKEN Accelerator Research Facility. Using the invariant mass method in the $^{25}\text{Ne} + n$ channel, we observe a sizable amount of $E1$ strength between 6 and 10 MeV excitation energy. By performing a multipole decomposition of the differential cross section, a reduced dipole transition probability of $B(E1) = 0.49 \pm 0.16e^2 \text{ fm}^2$ is deduced, corresponding to $4.9 \pm 1.6\%$ of the Thomas-Reiche-Kuhn sum rule. For the first time, the decay pattern of low-lying strength in a neutron-rich nucleus is measured. The extracted decay pattern is not consistent with several mean-field theory descriptions of the pygmy states.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.212503

PACS numbers: 24.30.Gd, 24.30.Cz, 25.70.De

The advent of beams of atomic nuclei with large neutron/proton ratios has offered the possibility to investigate new phenomena associated with the excess of neutrons. An often quoted property of such exotic nuclei is the halo effect, an abnormal extension of matter distribution observed for the first time in light neutron-rich isotopes in the mid 1980s [1]. Beyond static properties, the question of the occurrence of new dynamical modes associated with the excess neutrons has been investigated both theoretically and experimentally. Predictions were given in the early 1990s in favor of such modes [2,3]. In these calculations, the dipole response of neutron-rich (n -rich) nuclei exhibits a small component at energies lower than the standard giant dipole resonance, often depicted as the oscillation of a deeply bound core against a neutron halo or skin, giving rise to a so-called pygmy resonance. Such modifications of the response function of nuclei have direct implications for astrophysics. The strong influence of an—even small—percentage of $E1$ strength located above particle threshold on neutron capture reactions has been studied in [4]. More recently, the link between pygmy dipole strength, neutron skin thickness and symmetry energy in asymmetric nuclear matter, which has a strong impact on several neutron-star properties has been stressed [5]. Experimentally, the presence of low-lying dipole strength exhausting a sizable amount of the Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) energy weighted sum rule in n -rich nuclei is now established. It was first revealed in light drip-line nuclei in Coulomb breakup using high-Z targets [6].

Later on, the nonresonant nature of the dipole strength found in some light n -rich nuclei such as ^{11}Be was stated [7]. In heavier nuclei, low-lying dipole strength has been recently observed in Coulomb breakup experiments at high energy performed at the GSI facility, Darmstadt, on oxygen [8] and tin [9] isotopes. In the latter case, an amount of nearly 5% of the TRK sum rule has been measured at around 10 MeV excitation energy in $^{130,132}\text{Sn}$ nuclei, in agreement with several mean-field models. Interestingly, conflicting interpretations are provided by the quoted models concerning the microscopic structure of these states. Within the relativistic quasiparticle random phase approximation (QRPA) calculations [10], relatively collective pygmy states are predicted, while nonrelativistic QRPA including phonon coupling involves essentially individual transitions [11]. No conclusion can be brought on the microscopic structure of these states in the absence of observables other than the strength distribution. Both approaches nevertheless agree that the excitations are driven by the excess neutrons.

In the present Letter we investigate low-lying dipole strength in the ^{26}Ne isotope for which an important redistribution of dipole strength as compared to the stable ^{20}Ne is predicted by Cao and Ma [12]. In this calculation, almost 5% of the TRK sum rule is exhausted by a structure centered around 8.5 MeV. This region in energy is located between the one-neutron and the two-neutron emission threshold. We performed a Coulomb excitation experiment by bombarding a lead target by ^{26}Ne at intermediate energies.

Lifetime Measurement of the First Excited 2^+ State in ^{16}C

M. Wiedeking, P. Fallon, A. O. Macchiavelli, J. Gibelin, M. S. Basunia, R. M. Clark, M. Cromaz, M.-A. Deleplanque, S. Gros, H. B. Jeppesen, P. T. Lake, I.-Y. Lee, L. G. Moretto, J. Pavan, L. Phair, and E. Rodriguez-Vietez
Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720, USA

L. A. Bernstein, D. L. Bleuel, J. T. Burke, S. R. Leshner, B. F. Lyles, and N. D. Scielzo
Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California 94550, USA
(Received 20 November 2007; published 16 April 2008)

The lifetime of the 2_1^+ state in ^{16}C has been measured with the recoil distance method using the $^9\text{Be}(^9\text{Be}, 2p)$ fusion-evaporation reaction at a beam energy of 40 MeV. The mean lifetime was measured to be 11.7(20) ps corresponding to a $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ value of $4.15(73)e^2 \text{ fm}^4$ [1.73(30) W.u.], consistent with other even-even closed shell nuclei. Our result does not support an interpretation for “decoupled” valence neutrons.

DOI: [10.1103/PhysRevLett.100.152501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.152501)

PACS numbers: 27.20.+n, 21.10.Tg, 23.20.Lv

Nuclei located near the valley of beta stability have strongly correlated proton and neutron spatial distributions. This need not be the case for nuclei with a large excess of one nucleon type, and the search for new phenomena and structure effects due to the “decoupling” of neutrons and protons is of great interest in nuclear structure physics. Examples of such decoupled behavior include neutron halo nuclei [1,2], which have measurably different proton and neutron radial distributions, and low-energy dipole modes such as “pygmy” resonances [3] where, in a simple picture, a core of equal numbers of protons and neutrons oscillates against the excess neutron “skin.” Recently another example was suggested to occur in ^{16}C . A lifetime measurement of its first excited state yielded an anomalously small $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ value of $0.63e^2 \text{ fm}^4$ [0.26 Weisskopf units (W.u.)] [4], while inelastic scattering experiments [5,6] indicated a large nuclear deformation ($\beta_2^{pp'} \sim 0.47(5)$ [6]) more typical of neighboring nuclei. The quenched $B(E2)$ value, combined with the large nuclear deformation in ^{16}C , led to the suggestion that its valence neutrons were decoupled from the near-spherical proton core [5–7].

In this Letter we report a model-independent lifetime measurement for the first-excited 2^+ state in ^{16}C . Our data do not support the interpretation of decoupled protons and neutrons in ^{16}C , and are consistent with proton and neutron deformations that follow the systematic trend of other even-even nuclei. The revised value for the ^{16}C $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ provides an important benchmark for theory.

The experiment was carried out at the 88-Inch Cyclotron of the Lawrence Berkeley National Laboratory. ^{16}C was produced by the $^9\text{Be}(^9\text{Be}, 2p)$ fusion-evaporation reaction at a beam energy of 40 MeV. The average beam current during the 5 day experiment was $\sim 0.5 \text{ pA}$. The ^9Be target thickness was $1.35(5) \text{ mg/cm}^2$, as determined by energy loss measurements of ^{210}Po α particles through the target. Lifetimes were measured using the recoil distance

method [8] in which a 41.5 mg/cm^2 thick, hardened, 99.95% ^{181}Ta foil was mounted downstream of the Be target. Both Be and Ta foils were mounted on aluminum frames with a 1 cm diameter aperture. The distance between the ^9Be target and Ta stopper foil was varied using a set of spacers to give target-stopper distances of 0.64(1), 0.21(1), and 0.08(1) mm. The LIBERACE-STARS detector array, consisting of Compton suppressed HPGe Clover-type detectors [9,10] and large area segmented annular silicon detectors (ΔE - E telescope) [11], was used to detect γ radiation and charged particles. For this experiment two Clover-type γ -ray detectors were placed at 40° , one at 90° , and two at 140° relative to the beam direction at a distance of 16.5 cm from the target. The particle telescope consisted of one $144 \mu\text{m}$ ΔE and one $1003 \mu\text{m}$ E detector, separated by 2.5 mm, and mounted 3.0 cm downstream from the target position. A large-area 21 mg/cm^2 thick ^{181}Ta foil spanned the front of the ΔE detector. The thickness of this foil, combined with the 41.5 mg/cm^2 Ta stopper foil, was sufficient to stop scattered beam and ^9Be breakup particles from reaching the ΔE detector.

The experimental trigger required the detection of at least one charged particle in both the ΔE and E detector within a coincidence window of approximately 200 ns. γ -ray events were recorded to disk if they were associated with a valid particle trigger. Offline analysis required the simultaneous detection of two charged particles within a 100 ns coincidence window. A time gate between the two charged particles and the associated γ rays was used to reject uncorrelated events. The silicon detectors were calibrated with an α -emitting ^{226}Ra source. Clover detector energy and efficiency calibrations were determined using ^{56}Co and ^{152}Eu γ -ray sources. The full energy γ -ray detection efficiency was $\sim 1\%$ at 1 MeV, and the 1 proton detection efficiency was $\sim 20\%$.

The 2-proton ($2p$) fusion-evaporation reaction channel was a key aspect of this lifetime measurement—the large neutron binding energy subtracted a portion of the available

Measurement of the $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ in the $N = 16$ nucleus ^{26}Ne

J. GIBELIN,^{1,2,*} D. BEAUMEL,¹ T. MOTOBAYASHI,³ N. AOI,³ H. BABA,³ Y. BLUMENFELD,¹ Zs. DOMBRÁDI,⁴ Z. ELEKES,⁴ S. FORTIER,¹ N. FRASCARIA,¹ N. FUKUDA,³ T. GOMI,³ K. ISHIKAWA,⁵ Y. KONDO,⁵ T. KUBO,³ V. LIMA,¹ T. NAKAMURA,⁵ A. SAITO,⁶ Y. SATOU,⁵ E. TAKESHITA,² S. TAKEUCHI,³ T. TERANISHI,⁷ Y. TOGANO,² A. M. VINODKUMAR,⁵ Y. YANAGISAWA,³ and K. YOSHIDA³

¹*Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, F-91406 Orsay, France*

²*Department of Physics, Rikkyo University, 3-34-1 Nishi-Ikebukuro, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan*

³*RIKEN (The Institute of Physical and Chemical Research), 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan*

⁴*Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, P. O. Box 51, H-4001 Debrecen, Hungary*

⁵*Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152-8551, Japan*

⁶*Center for Nuclear Study, University of Tokyo, RIKEN Campus, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan*

⁷*Department of Physics, Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki, Higashi, Fukuoka 812-8581, Japan*

(Received 14 February 2007; published 18 May 2007)

Differential cross section of the inelastic scattering of a 54 MeV/nucleon ^{26}Ne beam on a lead target has been measured by detecting the deexcitation γ -rays. Analysis of the first 2^+ state angular distribution of the inelastically scattered nuclei shows that the process cannot be considered as a pure Coulomb excitation, and nuclear contribution must be taken into account. The charge deformation deduced, $\beta_2^C = 0.392 \pm 0.024$, corresponds to a $B(E2) = 141 \pm 18 e^2 \text{ fm}^2$ in agreement with a $N = 16$ subshell closure.

DOI: [10.1103/PhysRevC.75.057306](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.057306)

PACS number(s): 23.20.-g, 25.45.De, 25.70.De, 27.30.+t

Nuclei with a closed shell play a special role in nuclear physics. They can be recognized among others from the relatively high excitation energy of their first excited state, a low value of the quadrupole electromagnetic transition probability $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, sudden change in the binding energy or the nuclear radius when crossing a shell closure. The subshell closure at $N = 16$ was already revealed from the analysis [1] of the 1985 nuclear mass evaluation [2]. Recently, the change of nuclear radii at $N = 16$ has also been observed [3]. Nonobservation of bound excited states in ^{24}O is an indication for its doubly magic character and confirms the $N = 16$ subshell closure at the neutron drip-line [4]. On the other hand, the subshell closure at $N = 14$ was found to persist in neutron-rich oxygen isotopes [4–7].

For the neon isotopes, the relatively high energy of the first 2^+ state in $^{24,26}\text{Ne}$ and the relatively small values of their $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ transition probabilities [8] were considered as signatures of the survival of the $N = 14, 16$ subshell closures at $Z = 10$. Recently, the $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ transition probability has been remeasured for ^{28}Ne [9] with a precision higher than in [8]. The observed value turned out to be even smaller than the accepted one for $^{24,26}\text{Ne}$. As a consequence, the trend of the $B(E2)$ values shows a permanent decrease as a function of the neutron number from ^{20}Ne to ^{28}Ne , thus the signs of the $N = 16$ subshell closure seem to disappear, which contradicts the conclusion that was drawn from the systematic behavior of the energy of the 2_1^+ states.

As a byproduct of a search for low-lying dipole strength in ^{26}Ne [10], we have remeasured the $B(E2)$ value in ^{26}Ne .

The experiment was performed at the RIPS facility [11] in RIKEN. A secondary ^{26}Ne beam was produced by fragmentation of a 95 MeV/nucleon ^{40}Ar primary beam impinging on a 2-mm-thick ^9Be target. A typical intensity of the primary beam was 60 pA. An aluminum wedge of 3.3° with a mean thickness of 700 mg/cm^2 was used to improve the isotopic purity of the secondary beam. The ^{26}Ne beam was produced with an energy of 58 MeV/nucleon and of 80% purity. The main contaminants were ^{27}Na ($\approx 5\%$) and ^{29}Mg ($\approx 15\%$). The average beam rate was 10^4 pps with a momentum spread of 2%.

The particle identification of the incident beam was carried out event-by-event using the magnetic-rigidity time-of-flight (TOF) method. The TOF was determined by the time difference between the cyclotron radio frequency signal and a 0.2 mm-thick plastic scintillator placed at the first focal plane of the RIPS separator. The incident beams were unambiguously identified.

The incident beam profile was monitored by two parallel-plate avalanche counters [12] placed in a chamber at the next focal plane of the RIPS at a distance of 148 cm and 118 cm upstream of the secondary natural Pb target of 230 mg/cm^2 (alternatively with a 130 mg/cm^2 ^{27}Al target). The beam spot size and the beam angular spread at the target position were extrapolated to be 19 mm and 1.4° (FWHM) in the horizontal direction and 22 mm and 1.2° (FWHM) in the vertical direction, respectively. The beam line section under vacuum was terminated by a $25 \mu\text{m}$ kapton window 2 cm before the secondary target.

The identification of the scattered particles as well as the measurement of their energy and scattering angle were performed using eight silicon telescopes placed 1.2 m downstream of the target. They were at air but inside an aluminum chamber to avoid the influence of the atmosphere. The energy resolution



Channel selection of neutron-rich nuclei following fusion-evaporation reactions of light systems

J. Gibelin^{a,*}, M. Wiedeking^{a,b,c}, L. Phair^a, P. Fallon^a, S. Basunia^a, L.A. Bernstein^b, J.T. Burke^b, D.L. Bleuel^{a,b}, R.M. Clark^a, M. Cromaz^a, M.-A. Deleplanque^a, B.F. Goldblum^{b,d,1}, S. Gros^a, H.B. Jeppesen^a, P.T. Lake^{a,d}, I.-Y. Lee^a, S.R. Leshner^b, A.O. Macchiavelli^a, M.A. McMahan^a, J. Pavan^a, E. Rodriguez-Vieitez^{a,d}, N.D. Scielzo^b, L.G. Moretto^{a,d}

^a Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA 94720, USA

^b Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, USA

^c iThemba LABS, P.O. Box 722, 7129 Somerset West, South Africa

^d University of California, Berkeley, CA 94720, USA

ARTICLE INFO

Article history:

Received 7 March 2011

Received in revised form

30 April 2011

Accepted 16 May 2011

Available online 2 June 2011

Keywords:

Fusion-evaporation reactions

Light nuclei

γ -Spectroscopy

ABSTRACT

Experimental results for the minor decay channels of fusion-evaporation in light projectile plus light target systems are presented. These new data were obtained during test campaigns to measure the opening of different decay channels. Experiments were designed to provide relative cross-section information on weakly populated channels for gamma-ray spectroscopy experiments in coincidence with charged-particles. The results are compared to publicly available fusion-evaporation codes. The data follow a simple estimate which is useful in predicting experimental conditions to make the fusion-evaporation reaction a viable nuclear structure tool to study weakly populated light neutron-rich nuclei.

© 2011 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The fusion-evaporation reaction, in conjunction with γ -spectroscopy, is widely used as a tool to study nuclear structure. Fusion reactions have been studied extensively in medium mass and heavy nuclei, but only marginally in (very) light nuclei to evaluate minor decay channels of rather exotic species. Recent experiments performed at the Lawrence Berkeley National Laboratory 88-in. Cyclotron provided a clean extraction of the two-proton evaporation channel [1,2] and called for understanding the reaction mechanisms in order to predict the opening and closing of different decay channels.

Most of the available fusion-evaporation codes predict comparable results for the dominant decay channels but the calculated results for weaker channels are found to be discrepant. Here, results from different experiments designed to identify some of the major and minor decay channels of interest are gathered and compared with various theoretical calculations.

2. Experimental procedures

The results presented in this article have been obtained from several experiments carried out at the 88-in. Cyclotron at Lawrence Berkeley National Laboratory. In these experiments, the emitted γ -radiation and charged-particles were detected with the STARS-LIBERACE detector array [3], which consists of large area segmented annular silicon detectors (arranged in a ΔE - E telescope) and up to six Compton suppressed HPGe Clover detectors [4,5].

The first experiment studied the ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$ system at beam energies of 30, 35, and 40 MeV. The average beam current was approximately 0.1 pA over a period of 3 days and the ${}^9\text{Be}$ target had a thicknesses of 2.6(1) mg/cm². Five Clover detectors were placed at 16.5(5) cm from the target. Two Clovers were located at 40°, one at 90° and two at 140°, relative to the beam direction. The charged-particle telescope comprised two Micron Semiconductor S2-type silicon detectors [6] (22 mm active inner diameter and 70 mm active outer diameter): a 152 μm as ΔE detector and a 1003 μm as E detector. The ΔE detector was mounted 30(2) mm downstream from the target. The ΔE - E separation was 3(1) mm, hence an acceptance for charged-particles of about 35° to 65°. A thick 56.7 mg/cm² lead foil spanned the front of the ΔE detector to suppress α particles from the break-up of ${}^9\text{Be}$ as well as screen

* Corresponding author. Present address: LPC Caen/Université de Caen, 14050 Caen cedex, France.

E-mail address: gibelin@lpc-caen.in2p3.fr (J. Gibelin).

Structure of unbound neutron-rich ${}^9\text{He}$ studied using single-neutron transfer

T. Al Kalanee,^{1,2} J. Gibelin,^{1,2,*} P. Roussel-Chomaz,² N. Keeley,³ D. Beaumel,⁴ Y. Blumenfeld,⁴ B. Fernández-Domínguez,² C. Force,² L. Gaudefroy,² A. Gillibert,⁵ J. Guillot,⁴ H. Iwasaki,⁴ S. Krupko,⁶ V. Lapoux,⁵ W. Mittig,² X. Mougeot,⁵ L. Nalpas,⁵ E. Pollacco,⁵ K. Rusek,^{3,7} T. Roger,² H. Savajols,² N. de Séréville,⁴ S. Sidorchuk,⁶ D. Suzuki,⁴ I. Strojek,³ and N. A. Orr¹

¹LPC Caen, ENSICAEN, Université de Caen, CNRS/IN2P3, F-14050 CAEN Cedex, France

²GANIL, CEA/DSM-CNRS/IN2P3, BP55027, F-14076 Caen Cedex 5, France

³National Centre for Nuclear Research, ul. Andrzeja Sołtana 7, 05-400 Otwock, Poland

⁴IPN Orsay, IN2P3-CNRS, Université Paris Sud, F-91406 Orsay, France

⁵CEA-Saclay, DSM/IRFU SPnN, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

⁶Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, Dubna, RU-141980 Russia

⁷Heavy Ion Laboratory, University of Warsaw, ul. Pasteura 5A, PL-02-093 Warsaw, Poland

(Received 29 April 2013; revised manuscript received 27 July 2013; published 3 September 2013)

The ${}^8\text{He}(d, p)$ reaction was studied in inverse kinematics at 15.4A MeV using the MUST2 Si-CsI array in order to shed light on the level structure of ${}^9\text{He}$. The well known ${}^{16}\text{O}(d, p){}^{17}\text{O}$ reaction, performed here in reverse kinematics, was used as a test to validate the experimental methods. The ${}^9\text{He}$ missing mass spectrum was deduced from the kinetic energies and emission angles of the recoiling protons. Several structures were observed above the neutron-emission threshold and the angular distributions were used to deduce the multipolarity of the transitions. This work confirms that the ground state of ${}^9\text{He}$ is located very close to the neutron threshold of ${}^8\text{He}$ and supports the occurrence of parity inversion in ${}^9\text{He}$.

DOI: [10.1103/PhysRevC.88.034301](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.034301)

PACS number(s): 21.10.Jx, 21.10.Pc, 21.10.Tg, 25.45.Hi

I. INTRODUCTION

Neutron-rich $N = 7$ isotones are of particular interest because of their level sequence, which differs from that predicted by the shell model for nuclei near stability [1]. The standard shell model generally predicts a $J^\pi = 1/2^-$ ground state (g.s.) for $N = 7$ nuclei. This is true for ${}^{15}\text{O}$ and ${}^{13}\text{C}$, but ${}^{11}\text{Be}$ presents parity inversion with a $1/2^+(v2s_{1/2})$ ground state [2]. This parity inversion was predicted for the first time by Talmi and Unna in 1960 [1]: they showed that parity inversion for ${}^{11}\text{Be}$ can be predicted from linear extrapolation of the $p_{1/2}$ - $s_{1/2}$ energy in ${}^{13}\text{C}$ (3.09 MeV) and the corresponding difference between the center of mass associated states in ${}^{12}\text{B}$ (1.44 MeV). Hence the $s_{1/2}$ state was predicted to be the g.s. of ${}^{11}\text{Be}$ at 0.21 MeV below the $p_{1/2}$ level. Recent results for ${}^{10}\text{Li}$ [3–6] also confirm the observation of a virtual s state close to the neutron emission threshold and the presence of a resonance around 0.5 MeV.

The first results for the unbound ${}^9\text{He}$ nucleus were obtained by Seth *et al.* in 1987 via the double-charge exchange reaction ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$ [7]. The lowest energy state observed was considered to be the ground state at 1.13(10) MeV above the neutron threshold with a width of $\Gamma = 0.42(0.1)$ MeV and a $1p_{1/2}$ configuration. Two excited states were observed: the first excited state was identified as a $2s_{1/2}$ state at 2.33(0.1) MeV with $\Gamma = 0.42(0.1)$ and the second as a $5/2^+$ or $3/2^-$ state at 4.93(0.1) MeV [$\Gamma = 0.5(0.1)$ MeV]. There was also a possible state at 8.13 MeV with $\Gamma = 0.55(0.1)$ MeV.

The ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O})$ reaction was studied by von Oertzen *et al.* [8] and Bohlen *et al.* [9]. Despite low statistics, a state at 1.13 MeV above the neutron threshold and another state

at 4.93 MeV were observed. The same authors [8,10] also investigated the ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ reaction. A $J^\pi = 1/2^-$ state was proposed for the ground state at 1.27 MeV above the neutron threshold with $\Gamma = 0.1(6)$ MeV. Three excited states were found at 2.37(10) [with $\Gamma = 0.7(2)$ MeV], 4.3(10), and 5.25(10) MeV, respectively. Note that recently the heavy-ion double-charge exchange reaction ${}^9\text{Be}({}^{18}\text{O}, {}^{18}\text{Ne}){}^9\text{He}$ [11] was investigated but the results do not show any structure in ${}^9\text{He}$.

In these three studies, the state identified as the ground state was assigned a $J^\pi = 1/2^-$ spin-parity, leading to the conclusion that there is no parity inversion in ${}^9\text{He}$, thus breaking the systematics started with ${}^{11}\text{Be}$ and ${}^{10}\text{Li}$. These results were consistent with theoretical studies at the time [12,13], however they are in contradiction with more recent calculations [14–18].

More recently Barker [19] showed that the small width of the $1/2^-$ level ($\Gamma = 0.42$ MeV [7] and $\Gamma = 0.1$ MeV [8]) is inconsistent with a single-particle state. According to Barker's calculations, the $1/2^-$ single-particle width for ${}^8\text{He} + n$ should be about 1 MeV.

The two-proton knock-out reaction from ${}^{11}\text{Be}$ at 28A MeV studied by Chen *et al.* [17] was the first experiment to identify a state at a lower energy than the earlier experiments. This “new” ground state at around 0.2 MeV above the ${}^8\text{He} + n$ threshold was assigned a $2s_{1/2}$ configuration, indicating for the first time parity inversion in the ${}^9\text{He}$ nucleus. The scattering length a_s found by Chen was $a_s \leq -10$ fm, corresponding to a virtual state of energy $E_r \lesssim 0.2$ MeV. These results were consistent with shell model calculations undertaken by Warburton and Brown [20].

Later, the ${}^{11}\text{Be}({}^9\text{He} + n)\alpha$ reaction at 35A MeV was studied by Al Falouj *et al.* [15,16]. The neutron- ${}^9\text{He}$ relative

Electrostatic mask for active targets

J. Pancin,^{a,1} J. Gibelin,^b M. Goth,^b P. Gangnant,^a J.-F. Libin,^a R. Raabe,^a T. Roger,^a
and P. Roussel-Chomaz^a

^aGANIL, CEA/DSM-CNRS/IN2P3,
Caen, France

^bLPC-ENSICAEN, CNRS/IN2P3 et Université de Caen,
Caen, France

E-mail: pancin@ganil.fr

ABSTRACT: Active gas targets have been used in nuclear physics since 30 years. They are promising systems in view of the new exotic beams soon available at facilities like SPIRAL2 or FAIR, but the system can still be improved. One of the main limitation is the dynamic range in energy deposition. The energy deposited per unit length can be 3 decades higher for the beam than for the light reaction products and the risk to saturate the electronics or that the detector spark are not negligible. A simple solution using a wire plane to mask partially the beam is presented here. Some simulation has been realized and some experimental results are shown confirming the feasibility of this wire tunable mask. The mask can be used from full transparency to full opacity without degrading neither the drift electric field of the chamber nor the performances of detection of the beam or the light products.

KEYWORDS: Time projection Chambers (TPC); Gaseous detectors; Heavy-ion detectors

¹Corresponding author

Measurement of the Isoscalar Monopole Response in the Neutron-Rich Nucleus ^{68}Ni

M. Vandebrouck,^{1,2,*} J. Gibelin,² E. Khan,¹ N. L. Achouri,² H. Baba,⁴ D. Beaumel,¹ Y. Blumenfeld,¹ M. Caamaño,⁵ L. Caceres,³ G. Colò,⁶ F. Delaunay,² B. Fernandez-Dominguez,⁵ U. Garg,⁷ G. F. Grinyer,³ M. N. Harakeh,^{8,3} N. Kalantar-Nayestanaki,⁸ N. Keeley,⁹ W. Mittig,¹⁰ J. Pancin,³ R. Raabe,¹¹ T. Roger,^{11,3} P. Roussel-Chomaz,¹² H. Savajols,³ O. Sorlin,³ C. Stodel,³ D. Suzuki,^{10,1} and J. C. Thomas³

¹IPN Orsay, Université Paris Sud, IN2P3-CNRS, F-91406 Orsay Cedex, France

²LPC Caen, ENSICAEN, Université de Caen, CNRS/IN2P3, F-14050 CAEN Cedex, France

³Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Bvd Henri Becquerel, 14076 Caen, France

⁴RIKEN Nishina Center, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan

⁵Universidad de Santiago de Compostela, E-15706 Santiago de Compostela, Spain

⁶Dipartimento de Fisica Università degli Studi di Milano and INFN, Sezione di Milano, 20133 Milano, Italy

⁷Physics Department, University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA

⁸KVI-CART, University of Groningen, NL-9747 AA Groningen, The Netherlands

⁹National Centre for Nuclear Research ul. Andrzejka Soł tana 7, 05-400 Otwock, Poland

¹⁰NSCL, Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824-1321, USA

¹¹Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, KU Leuven, B-3001 Leuven, Belgium

¹²CEA-Saclay DSM, F-91191 Gif sur Yvette Cedex, France

(Received 12 March 2014; published 16 July 2014; publisher error corrected 18 July 2014)

The isoscalar monopole response has been measured in the unstable nucleus ^{68}Ni using inelastic alpha scattering at 50A MeV in inverse kinematics with the active target MAYA at GANIL. The isoscalar giant monopole resonance (ISGMR) centroid was determined to be 21.1 ± 1.9 MeV and indications for a soft monopole mode are provided for the first time at 12.9 ± 1.0 MeV. Analysis of the corresponding angular distributions using distorted-wave-born approximation with random-phase approximation transition densities indicates that the $L = 0$ multipolarity dominates the cross section for the ISGMR and significantly contributes to the low-energy mode. The $L = 0$ part of this low-energy mode, the soft monopole mode, is dominated by neutron excitations. This demonstrates the relevance of inelastic alpha scattering in inverse kinematics in order to probe both the ISGMR and isoscalar soft modes in neutron-rich nuclei.

DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.032504](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.032504)

PACS numbers: 21.10.Re, 21.60.Jz, 24.30.Cz, 24.50.+g

Measurements in exotic nuclei have yielded an abundance of new information in recent years. For instance, a more general view on magicity has emerged in the past decade [1]. It has also been suggested that measurements of giant resonances in exotic nuclei could help clarify another important problem related to nuclear incompressibility [2]: despite significant progress in our understanding of the nuclear incompressibility, one cannot converge towards a value that is more accurate than the 10%–20% level. In other words, it seems difficult to single out an energy density functional that can give a comprehensive description of the ISGMR, especially in keeping with new data on isotopic chains including open-shell systems and on neutron-rich nuclei [3–6]. This can be seen in the recent theoretical works on the subject [7–12]. The measurement of the ISGMR in exotic neutron-rich nuclei is, therefore, of paramount importance. Such measurements in exotic nuclei would significantly improve our understanding of nuclear incompressibility as was the case for nuclear magicity in the past decade. In addition, a soft monopole mode has been predicted around 14 MeV in neutron-rich nuclei by several relativistic and nonrelativistic models [13–15], but

it has never been observed, due to the difficulty in measuring the monopole response in nuclei far from stability. The soft monopole mode is predicted to be noncollective and its observation could bring valuable information on spin-orbit splitting [16]. It is therefore essential to measure the isoscalar (in-phase motion of protons and neutrons) monopole response in neutron-rich nuclei.

The measurement of giant resonances in unstable nuclei is a particularly challenging task and has, until now, been mainly limited to the isovector (protons and neutrons out of phase) giant dipole resonance in neutron-rich radioactive O, Ne, Sn isotopes, and in ^{68}Ni [17]. Such measurements provided the first evidence for soft isovector dipole modes in unstable nuclei. These modes are often reanalyzed, showing a nontrivial pattern, departing from the simple pygmy resonance picture of a soft oscillation of a neutron skin around a proton-neutron core as they can have mixed isovector and isoscalar components [18]. In the case of the isoscalar response, only one measurement has thus far been performed on an unstable nucleus. The $N = Z$ nucleus ^{36}Ni demonstrated a behavior of the monopole and quadrupole responses similar to neighbouring stable nuclei



Isoscalar response of ^{68}Ni to α -particle and deuteron probes

M. Vandebrouck,^{1,2,3} J. GIBELIN,² E. Khan,¹ N. L. Achouri,² H. Baba,⁴ D. Beaumel,¹ Y. Blumenfeld,¹ M. Caamaño,⁵ L. Càceres,³ G. Colò,⁶ F. Delaunay,² B. Fernandez-Dominguez,⁵ U. Garg,⁷ G. F. Grinyer,³ M. N. Harakeh,^{3,8} N. Kalantar-Nayestanaki,⁸ N. Keeley,⁹ W. Mittig,¹⁰ J. PANCIN,³ R. Raabe,¹¹ T. Roger,^{3,11} P. Roussel-Chomaz,¹² H. Savajols,³ O. Sorlin,³ C. Stodel,³ D. Suzuki,^{1,10} and J. C. Thomas³

¹IPN Orsay, Université Paris Sud, IN2P3-CNRS, F-91406 Orsay Cedex, France

²LPC Caen, ENSICAEN, Université de Caen, CNRS/IN2P3, CAEN, France

³Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Boulevard Henri Becquerel, 14076 Caen, France

⁴RIKEN Nishina Center, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan

⁵Universidad de Santiago de Compostela, E-15706 Santiago de Compostela, Spain

⁶Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Milano and INFN, Sezione di Milano, 20133 Milano, Italy

⁷Physics Department, University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA

⁸KVI-CART, University of Groningen, NL-9747 AA Groningen, The Netherlands

⁹National Centre for Nuclear Research, ul. Andrzeja Sołtana 7, 05-400 Otwock, Poland

¹⁰NSCL, Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824-1321, USA

¹¹KU Leuven, Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, 3001 Leuven, Belgium

¹²CEA-Saclay DSM, F-91191 Gif sur Yvette Cedex, France

(Received 18 June 2015; published 21 August 2015)

Isoscalar giant resonances have been measured in the unstable ^{68}Ni nucleus using inelastic alpha and deuteron scattering at 50A MeV in inverse kinematics with the active target MAYA at GANIL. Using alpha scattering, the extracted isoscalar giant monopole resonance (ISGMR) centroid was determined to be 21.1 ± 1.9 MeV and the isoscalar giant quadrupole resonance (ISGQR) to be 15.9 ± 1.3 MeV. Indications for soft isoscalar monopole and dipole modes are provided. Results obtained with both (α, α') and (d, d') probes are compatible. The evolution of isoscalar giant resonances along the Ni isotopic chain from ^{56}Ni to ^{68}Ni is discussed.

DOI: [10.1103/PhysRevC.92.024316](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.024316)

PACS number(s): 21.10.Re, 24.30.Cz, 21.60.Jz, 24.50.+g

I. INTRODUCTION

Measurement of the isoscalar giant resonances (ISGR), and in particular the isoscalar giant monopole resonance (ISGMR) plays an important role in constraining the nuclear equation of state [1]. More precisely, the energy of the ISGMR, that corresponds to a succession of compression/expansion phases of the atomic nucleus, also called the breathing mode, where all the protons and neutrons oscillate in phase, can be linked to the nuclear-matter incompressibility. The nuclear-matter incompressibility has been constrained in the last decades using measurements in stable nuclei that are made up only with symmetric matter or slightly asymmetric matter (in a local density approximation picture). However, measurements in unstable nuclei are lacking in order to study the evolution of the nuclear-matter incompressibility as a function of the neutron-proton asymmetry. Recently, it has been shown that measuring the energy of the ISGMR provides information on the ability to compress the matter around the average density of nuclei, which is typically 70% of the saturation density [2,3]. The present work emphasizes the importance of measuring the ISGMR in different nuclei at several neutron-proton asymmetries and several densities.

Moreover, an isoscalar monopole mode at lower energy, called soft monopole mode, has been predicted in neutron-rich nuclei by several relativistic and nonrelativistic models [4–6]. Recently calculations with an exact treatment of the continuum [7] have also predicted monopole strength in the same

continuum background. Such a soft monopole mode has not yet been observed.

Experimentally, the measurement of giant resonances in unstable nuclei is a challenging task which has until now been mainly dedicated to the study of the isovector giant dipole resonance (IVGDR) and the isovector pygmy dipole resonance (IVPDR). Photons are a relevant probe to excite the IVGDR and the IVPDR, thus Coulomb excitation with absorption of a virtual photon has been used, for example, to study the IVGDR and IVPDR in neutron-rich O, Ne, Sn isotopes and in ^{68}Ni [8]. In these studies, the invariant-mass method was used, requiring the detection of all the decay products. These experiments yielded evidence for the appearance of a low-energy dipole mode, the nature of which is still under discussion; it may correspond to an oscillation of a neutron skin against a nucleus core, possibly mixed with isoscalar dipole strength [9,10].

In the case of the isoscalar response, the first measurement was performed on the $N = Z$ unstable ^{56}Ni nucleus with deuterons as probe. The ISGMR has been measured at 19.3 ± 0.5 MeV and the isoscalar giant quadrupole resonance (ISGQR) at 16.2 ± 0.5 MeV [11]. The isoscalar giant dipole resonance (ISGDR), a second-order mode corresponding to the so-called squeezing mode [12,13], has never been measured in an unstable nucleus. It should be noted that in Ref. [14] relativistic random-phase approximation (RRPA) calculations indicate some substantial isoscalar dipole strength in ^{68}Ni .

Measuring the scattering of radioactive nuclei from light



Observation of isoscalar multipole strengths in exotic doubly-magic ^{56}Ni in inelastic α scattering in inverse kinematics



S. Bagchi ^{a,*}, J. Gibelin ^b, M.N. Harakeh ^a, N. Kalantar-Nayestanaki ^a, N.L. Achouri ^b, H. Akimune ^c, B. Bastin ^d, K. Boretzky ^e, H. Bouzomita ^d, M. Caamaño ^f, L. C aceres ^d, S. Damoy ^d, F. Delaunay ^b, B. Fern andez-Dom inguez ^f, M. Fujiwara ^g, U. Garg ^h, G.F. Grinyer ^d, O. Kamalou ^d, E. Khan ⁱ, A. Krasznahorkay ^j, G. Lhoutellier ^b, J.F. Libin ^d, S. Lukyanov ^k, K. Mazurek ^l, M.A. Najafi ^a, J. Pancin ^d, Y. Penionzhkevich ^{k,m}, L. Perrot ⁱ, R. Raabe ⁿ, C. Rigollet ^a, T. Roger ^d, S. Sambi ⁿ, H. Savajols ^d, M. Senoville ^b, C. Stodel ^d, L. Suen ^d, J.C. Thomas ^d, M. Vandebrouck ^{b,d,i}, J. Van de Walle ^a

^a KVI-CART, University of Groningen, NL-9747 AA, Groningen, The Netherlands

^b LPC Caen, ENSICAEN, Universit e de Caen, CNRS/IN2P3, Caen, France

^c Department of Physics, Konan University, Kobe 568-8501, Japan

^d Grand Acc el rateur National d'Ions Lourds (GANIL), CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Bvd Henri Becquerel, 14076 Caen, France

^e GSI Helmholtzzentrum f ur Schwerionenforschung GmbH, 64291 Darmstadt, Germany

^f Universidade de Santiago de Compostela, E-15706 Santiago de Compostela, Spain

^g Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Osaka 567-0047, Japan

^h Physics Department, University of Notre Dame, Notre Dame, IN 46556, USA

ⁱ Institut de Physique Nucl aire, Universit  Paris Sud, IN2P3-CNRS, F-91406 Orsay Cedex, France

^j Institute of Nuclear Research (ATOMKI), Debrecen, P.O. Box 51, H-4001, Hungary

^k G.N. Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 144980, Russia

^l Institute of Nuclear Physics PAN, ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Krak w, Poland

^m National Research Nuclear Center, Moscow Engineering Physics Institute, Kashirskoe sh. 31, Moscow, 115409, Russia

ⁿ Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, KU Leuven, B-3001 Leuven, Belgium

ARTICLE INFO

Article history:

Received 8 May 2015

Received in revised form 10 October 2015

Accepted 23 October 2015

Available online 28 October 2015

Editor: V. Metag

ABSTRACT

The Isoscalar Giant Monopole Resonance (ISGMR) and the Isoscalar Giant Dipole Resonance (ISGDR) compression modes have been studied in the doubly-magic unstable nucleus ^{56}Ni . They were measured by inelastic α -particle scattering in inverse kinematics at 50 MeV/u with the MAYA active target at the GANIL facility. The centroid of the ISGMR has been obtained at $E_x = 19.1 \pm 0.5$ MeV. Evidence for the low-lying part of the ISGDR has been found at $E_x = 17.4 \pm 0.7$ MeV. The strength distribution for the dipole mode shows similarity with the prediction from the Hartree-Fock (HF) based random-phase approximation (RPA) [1]. These measurements confirm inelastic α -particle scattering as a suitable probe for exciting the ISGMR and the ISGDR modes in radioactive isotopes in inverse kinematics.

  2015 The Authors. Published by Elsevier B.V. This is an open access article under the CC BY license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>). Funded by SCOAP³.

Recent developments in nuclear physics involve the studies of short-lived exotic nuclei. New phenomena, such as, neutron halos, neutron skins, and modification of the magic numbers, occur for large neutron-to-proton (N/Z) ratios far from stability. The study of collective modes, the so-called giant resonances, in stable nuclei has been one of the important physics motivations throughout the history of nuclear physics. However, very little information about

the collective properties of exotic nuclei is available. Among these collective modes, the ISGMR and the ISGDR are of prime interest as their excitation energies are directly related to the incompressibility of a nucleus, K_A [2,3]. The incompressibility of nuclear matter (K_∞) is defined as the curvature of the energy per particle at the saturation density [4], and can be deduced from K_A [4–6]. It is an important key input to the equation of state (EoS) of nuclear matter which, in turn, is useful in understanding some astrophysical quantities, such as, radii and masses of neutron stars, and also in understanding the mechanism of supernovae explosions.

* Corresponding author.
E-mail address: s.bagchi@kvi.nl (S. Bagchi).

The Billotron: a way to experimentally apprehend the subatomic world

A Chapon, J Gibelin, O Lopez, D Cussol, D Durand,
Ph Desrues, H Franck de Préaumont, Y Lemièrre, J Perronnel and
J C Steckmeyer

LPC Caen, ENSICAEN, Université de Caen, CNRS/IN2P3, Caen, France

E-mail: cellule-com@lpccaen.in2p3.fr



CrossMark

Abstract

The Billotron is a device designed and built by the LPC Caen to illustrate the methods with which physicists are able to study the basic structure of matter, in particular the nucleus of the atom.

1. Introduction

Atoms, nuclei, and particles are so small ($< 10^{-9}$ m) that they cannot be observed through any usual optical devices like lenses or microscopes. Using an interactive device called the Billotron¹, we explain how scattering (and in particular Rutherford scattering) can be used to probe matter and therefore allow physicists to study the invisible world of subatomic physics. The device described here is an extension of similar models built, for example, in RIKEN, Japan, or KVI in the Netherlands. Our model is, however, an interactive general public experiment that includes and illustrates all the steps of a real nuclear or particle experiment. It is also complemented by a 3D interactive simulation in order to exhibit the link between theoretical and experimental works as performed in a real experiment.

After introducing Rutherford scattering, we describe the device and its applications. We then compare the results with a Monte Carlo simulation specifically developed for this application. We conclude with a quick summary of a typical presentation.

¹ Portmanteau word: from 'bille'—marble in French—and 'cyclotron'—suffix of 'cyclotron'.

2. Rutherford scattering

At the beginning of the 20th century, the structure of the atom was largely unknown. J J Thomson, discoverer of the electron a few years previously, proposed a model of an atom where the positive charges were spread out inside the whole atomic sphere where the electrons were embedded [1]. It was the so-called plum-pudding model. If this model were correct, the positive charges would not be able to exert a strong Coulomb force when charged particles passed through the atom, and the latter should exhibit small deflection angles from the incident direction.

To elucidate this point, an experiment was performed in 1909 by Geiger and Marsden [2], under the direction of Rutherford, where they directed a collimated alpha particle beam onto very thin gold foil. They showed that a small amount of the alpha particles (around 1 out of 8000) impinging on the gold foil were strongly deflected at very large angles, i.e. over 90° , opposite to what one would expect from the plum-pudding model.

Rutherford solved this problem in 1911 [3] by assuming that the positive charges have to be concentrated in a very small region of the atom, in order to produce a Coulomb field strong enough

Articles complémentaires

Ces articles (ou tout du moins leur première page) sont décrits et utilisés dans ce manuscrit mais l'auteur n'est directement ou pas impliqué dans ces travaux. Ils servent essentiellement de référence pour l'étude du ^{16}C (section 6.1).

First Measurement of the Giant Monopole and Quadrupole Resonances in a Short-Lived Nucleus: ^{56}Ni

C. Monrozeau,¹ E. Khan,¹ Y. Blumenfeld,¹ C. E. Demonchy,² W. Mittig,³ P. Roussel-Chomaz,³ D. Beaumel,¹ M. Caamaño,⁴ D. Cortina-Gil,⁴ J. P. Ebran,¹ N. Frascaria,¹ U. Garg,⁵ M. Gelin,³ A. Gillibert,⁶ D. Gupta,^{1,*} N. Keeley,⁶ F. Maréchal,¹ A. Obertelli,⁶ and J-A. Scarpaci¹

¹*Institut de Physique Nucléaire IN2P3/CNRS, Université Paris Sud, 91406 Orsay Cedex, France*

²*Department of Physics, Olivier Lodge Laboratory, University of Liverpool, Liverpool L69 7ZE, United Kingdom*

³*GANIL, DSM/CEA, IN2P3/CNRS, BP 5027, 14076 Caen Cedex 5, France*

⁴*Universidad Santiago de Compostela, E-15706 Santiago de Compostela, Spain*

⁵*Physics Department, University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA*

⁶*CEA/DSM/DAPNIA/SPhN, Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

(Received 19 July 2007; published 28 January 2008)

The isoscalar giant monopole resonance (GMR) and giant quadrupole resonance (GQR) have been measured in the ^{56}Ni unstable nucleus by inducing the $^{56}\text{Ni}(d, d')$ reaction at 50A MeV in the Maya active target at the GANIL facility. The GMR and GQR centroids are measured at 19.3 ± 0.5 MeV and 16.2 ± 0.5 MeV, respectively. The corresponding angular distributions are extracted from 3° to 7° . A multipole decomposition analysis using distorted wave Born approximation with random phase approximation transition densities shows that both the GMR and the GQR exhaust a large fraction of the energy-weighted sum rule. The demonstration of this new method opens a broad range of giant resonance studies at intermediate-energy radioactive beam facilities.

DOI: [10.1103/PhysRevLett.100.042501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.042501)

PACS numbers: 24.30.Cz, 21.10.Re, 24.50.+g, 27.40.+z

Over the past few years the focus of nuclear structure has moved toward short-lived exotic nuclei. Major discoveries of unexpected new phenomena have been recorded, such as neutron haloes and skins [1] and the modification of magic numbers far from stability [2]. Giant resonances are collective excitations of nuclei involving a large fraction of the constituent nucleons. They have proved to be a major source of information on collective and single-particle properties of atomic nuclei [3]. The reproduction of their properties represents a strong constraint for nuclear models, in particular, modern microscopic approaches based on the density functional theory [4]. Fundamental nuclear properties such as the equation of state of nuclear matter or the effective nucleon-nucleon interaction have benefited from detailed measurements of giant resonances (GR's) [5]. The study of GR's in exotic nuclei is thus expected to enhance our understanding of exotic nuclear structure. Experimentally such studies encounter major hurdles and have until now been limited to the isovector giant dipole resonance in neutron-rich oxygen [6], neon [7] and tin isotopes [8]. They provided the first evidence for soft E1 modes in unstable nuclei.

The isoscalar giant monopole resonance (GMR) is of major importance because its properties are related to the nuclear matter incompressibility K_∞ . The interest in determining K_∞ stems from its impact on the nuclear matter equation of state. Some significant progress in our understanding of how K_∞ can be constrained has been achieved in recent times. Namely, the procedure generally adopted to extract the incompressibility from the measurement of the GMR in stable nuclei has been generalized to unstable nuclei by using relativistic energy functionals that

allow one to calculate finite nuclei and nuclear matter on the same footing [10]. The first step consists in constraining the energy functional in order to reproduce the experimental value of the monopole energy in a given nucleus [11,12]. Then using this constrained energy functional, the value of K_∞ is extracted.

Within the relativistic and nonrelativistic frameworks, K_∞ can be fixed with an accuracy of $\sim 10\%$ [12]: $K_\infty \approx 230\text{--}250$ MeV. Part of the uncertainty is due to our poor knowledge of the symmetry energy [12]. Therefore, the investigation of the GMR along isotopic chains should be relevant to probe the role played by the symmetry energy in the determination of the nuclear matter incompressibility. Moreover, the incompressibility of asymmetric matter is a basic parameter in calculations describing neutron stars or supernovae [13]. Measurement of the GMR in neutron-rich systems may be a milestone toward testing the energy functionals to predict the equation of state in asymmetric infinite matter.

It is therefore tantalizing to achieve a pioneering method to measure the GMR in unstable nuclei. The ^{56}Ni nucleus plays a major role in stellar nucleosynthesis: it was observed in the ejecta from supernova 1987A [14] and is related to the so-called iron peak. This provides strong motivation to investigate the structure of this nucleus, as stressed in Ref. [15]. The measurement of GMR and giant quadrupole resonance (GQR) in ^{56}Ni also represents a first step in the study along the Ni isotopic chain.

The best probes for the investigation of the GMR and the GQR are isoscalar probes such as deuterons or α particles at energies between 30 and 50 MeV. In this work we use a

Anomalously Hindered $E2$ Strength $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ in ^{16}C

N. Imai,^{1,*} H. J. Ong,² N. Aoi,¹ H. Sakurai,² K. Demichi,³ H. Kawasaki,³ H. Baba,³ Zs. Dombrádi,⁴ Z. Elekes,^{1,†} N. Fukuda,¹ Zs. Fülöp,⁴ A. Gelberg,⁵ T. Gomi,³ H. Hasegawa,³ K. Ishikawa,⁶ H. Iwasaki,² E. Kaneko,³ S. Kanno,³ T. Kishida,¹ Y. Kondo,⁶ T. Kubo,¹ K. Kurita,³ S. Michimasa,⁷ T. Minemura,¹ M. Miura,⁶ T. Motobayashi,¹ T. Nakamura,⁶ M. Notani,⁷ T. K. Onishi,² A. Saito,³ S. Shimoura,⁷ T. Sugimoto,⁶ M. K. Suzuki,² E. Takeshita,³ S. Takeuchi,¹ M. Tamaki,⁷ K. Yamada,³ K. Yoneda,^{1,‡} H. Watanabe,¹ and M. Ishihara¹

¹RIKEN, Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-0198, Japan

²Department of Physics, University of Tokyo, Hongo 7-3-1, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan

³Department of Physics, Rikkyo University, Nishi-Ikebukuro 3-34-1, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan

⁴ATOMKI, H-4001 Debrecen, P.O. Box 51, Hungary

⁵Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, D-50937 Köln, Germany

⁶Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Ookayama 2-12-1, Meguro, Tokyo 152-8551, Japan

⁷CNS, University of Tokyo, RIKEN campus, Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-0198, Japan

(Received 17 August 2003; published 12 February 2004)

The electric quadrupole transition from the first 2^+ state to the ground 0^+ state in ^{16}C is studied through measurement of the lifetime by a recoil shadow method applied to inelastically scattered radioactive ^{16}C nuclei. The measured mean lifetime is $77 \pm 14(\text{stat}) \pm 19(\text{syst})$ ps. The central value of mean lifetime corresponds to a $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$ value of $0.63e^2 \text{ fm}^4$, or 0.26 Weisskopf units. The transition strength is found to be anomalously small compared to the empirically predicted value.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.062501

PACS numbers: 23.20.Js, 21.10.Tg, 27.20.+n, 29.30.Kv

Quadrupole strengths are fundamental quantities in probing the collective character of nuclei. The enhancement of the electric quadrupole ($E2$) transition strength with respect to that of single proton excitation may reflect large fluctuation or deformation of nuclear charge [1]. One of the important $E2$ transitions in an even-even nucleus is that from the first 2^+ (2_1^+) state to the ground state ($0_{\text{g.s.}}^+$). The reduced transition probability $B(E2)$ for the transition, which involves a matrix element of the $E2$ operator between the $0_{\text{g.s.}}^+$ and the 2_1^+ states, has long been a basic observable in the extraction of the magnitude of nuclear deformation or in probing anomalies in the nuclear structure. With recent advances in techniques for supplying intense beams of unstable nuclei, several exotic properties such as magicity loss [2–4] have been discovered in neutron-rich nuclei through measurements of $E2$ strengths.

The present Letter reports lifetime measurements of the 2_1^+ state of the neutron-rich nucleus ^{16}C . The lifetime is inversely proportional to $B(E2)$. A simple model of a nucleus as a quantum liquid-drop describes well the systematic tendency that $B(E2)$ varies in inverse proportion to the excitation energy $E(2_1^+)$ of the 2_1^+ state [5]. For carbon isotopes, when N changes from the magic number 8 to 10, $E(2_1^+)$ decreases dramatically from 7.01 to 1.77 MeV [6]. It can then be anticipated that ^{16}C ($N = 10$) would have a much larger $B(E2)$ than that of ^{14}C ($N = 8$). Unexpectedly, a remarkably small $B(E2)$ was found for ^{16}C in the present work. The observed value, in Weisskopf units, turns out to be far smaller than any other $B(E2)$ measured on the nuclear chart.

In the present experiment, a new technique was employed to measure the lifetime of an excited state populated in inverse-kinematics reactions. The technique essentially follows the concept of the recoil shadow method (RSM) [7], in which the emission point of the deexcitation γ ray is located and the γ -ray intensity is recorded as a function of the flight distance of the deexciting nucleus. As the flight velocity of the deexciting nucleus is close to half the velocity of light, the flight distance over 100 ps corresponds to a macroscopic length of about 1.7 cm. The present shadow method provides a wide range of applicability, extending to lifetimes of as short as a few tens of picoseconds. In particular, the method is useful for determining the $B(E2)$ value of $Z < 10$ nuclei, at which the use of intermediate-energy Coulomb excitation [3,4] may suffer from contamination of nuclear excitation.

The experiment was performed at the RIKEN accelerator research facility. A secondary ^{16}C beam was produced through projectile fragmentation of a 100-MeV/nucleon ^{18}O primary beam, separated by the RIKEN projectile-fragment separator (RIPS) [8]. The ^{16}C beam was directed at a ^9Be target, 370-mg/cm² thick, placed at the exit of the RIPS line for inelastic excitation. The particle identification for the secondary beam was performed event by event by means of the time-of-flight (TOF) ΔE method using a 1.0 mm-thick plastic scintillation counter (PL) located 180 cm upstream of the target. Two sets of parallel plate avalanche counters (PPACs) were also placed upstream of the target to record the position and angle of the projectile. A detector over the

Neutron-dominant quadrupole collective motion in ^{16}C

H. J. Ong,^{1,*} N. Imai,² N. Aoi,² H. Sakurai,¹ Zs. Dombrádi,³ A. Saito,⁴ Z. Elekes,^{2,3} H. Baba,⁴ K. Demichi,⁵ Z. S. Fülöp,³ J. Gibelin,^{5,6} T. Gomi,² H. Hasegawa,⁵ M. Ishihara,² H. Iwasaki,¹ S. Kanno,⁵ S. Kawai,⁵ T. Kubo,² K. Kurita,⁵ Y. U. Matsuyama,⁵ S. Michimasa,² T. Minemura,² T. Motobayashi,² M. Notani,^{4,†} S. Ota,⁷ H. K. Sakai,⁵ S. Shimoura,⁴ E. Takeshita,⁵ S. Takeuchi,² M. Tamaki,⁴ Y. Togano,⁵ K. Yamada,² Y. Yanagisawa,² and K. Yoneda²

¹*Department of Physics, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan*

²*RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan*

³*ATOMKI, H-4001, Debrecen, P.O. Box 51, Hungary*

⁴*CNS, University of Tokyo, RIKEN Campus, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan*

⁵*Department of Physics, Rikkyo University, 3-34-1 Nishi-Ikebukuro, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan*

⁶*Institut de Physique Nucléaire, F-91406 Orsay Cedex, France*

⁷*Department of Physics, University of Kyoto, Kitashirakawa, Kyoto 606-8502, Japan*

(Received 1 December 2004; published 27 February 2006)

Inelastic proton scattering to the 2_1^+ state of neutron-rich ^{16}C is studied in inverse kinematics using a 33-MeV/nucleon beam. The deformation parameter $\beta_{pp'} = 0.47(5)$ obtained is consistent with the global systematics of even-even nuclei, based on the homogeneous quantum liquid-drop model. This result contrasts that of a recent lifetime measurement for the 2_1^+ state in ^{16}C , where an anomalously reduced $E2$ transition strength is observed. A combination of these two results yields a large M_n/M_p ratio of about 7, indicating a dominant neutron contribution to the quadrupole collectivity.

DOI: [10.1103/PhysRevC.73.024610](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.73.024610)

PACS number(s): 25.40.Ep, 23.20.Lv, 23.20.Js, 27.20.+n

I. INTRODUCTION

Research on unstable nuclei has achieved significant progress over the last few decades and several exotic features not encountered in normal stable nuclei have been reported. New forms of nuclear matter such as the neutron halo or skin [1] have been observed, and the dramatic evolution of nuclear shell structure have been revealed for nuclei with large isospin asymmetries. Anomalous features have also been noted in the dynamic behaviors of nuclei, manifested through the properties of nuclear excitations; for example, enormously strong soft dipole ($E1$) excitations [2] and reduced electric quadrupole ($E2$) polarization charges [3] have been reported in very neutron rich nuclei and have been related to decoupling effects of valence neutrons from the core nucleus. An anomalously small $E2$ transition strength recently observed in ^{16}C [4] may be evidence of unusual dynamics in which protons and neutrons exhibit very different behaviors.

The $E2$ transition strength is a fundamental nuclear quantity that reflects the static or dynamic deformation of a charged particle distribution in a nucleus. The reduced $E2$ transition probability $B(E2)$ from the first 2^+ (2_1^+) state to the ground 0^+ ($0_{\text{g.s.}}^+$) state for an even-even nucleus has long been used as a basic observable in extracting the magnitude of a nuclear quadrupole ($E2$) collectivity. A simple collective model treating a nucleus as a homogeneous quantum liquid-drop has been quite successful in describing the systematic tendency of $B(E2)$, predicting that $B(E2)$ varies in inverse proportion to the excitation energy $E(2_1^+)$ [5]. Contrary to this, the $B(E2)$ value obtained recently through a lifetime

measurement of the 2_1^+ state in ^{16}C was found to be remarkably small despite the small $E(2_1^+)$ value of 1.77 MeV [4]. This result indicates an unexpectedly small contribution of protons to the strength of the excitation to the 2_1^+ state. This finding raises an intriguing question as to whether or not the neutron contribution is similarly small for the relevant quadrupole excitation. A large difference between the proton and neutron contributions has been reported in a recent work on Coulomb-nuclear interference in $^{208}\text{Pb}+^{16}\text{C}$ inelastic scattering [6]. Definitive studies using other probes with enhanced sensitivity to neutrons should be necessary to answer this question.

The present article reports inelastic proton scattering (p, p') on ^{16}C observed at 33 MeV/nucleon, to determine the neutron collectivity of the 2_1^+ state. To deduce the magnitude of the neutron collectivity, we have combined the (p, p') data with the lifetime measurement [4]. While lifetime measurement only probes the proton (or charge) contribution to the quadrupole excitation, proton inelastic scattering is sensitive to both proton and neutron contributions. Thus a combination of these two measurements allows one to disentangle the proton and neutron collectivities for the 2_1^+ state.

A great advantage of using inelastic proton scattering lies in its sensitivity to neutrons. This is ascribed to the property of internucleon interactions in which the proton-neutron interaction is about three times stronger than the interactions between like nucleons (proton-proton or neutron-neutron) [7]. Due to this, the proton probe has a higher sensitivity to neutrons compared to the heavy-ion probes. For the study of low-energy collective excitations, inelastic proton scattering has further advantages. First, extensive and systematic study of proton elastic scattering has led to the development of a useful



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Physics Letters B 586 (2004) 34–40

PHYSICS LETTERS B

www.elsevier.com/locate/physletb

Decoupling of valence neutrons from the core in ^{16}C

Z. Elekes^{a,1}, Zs. Dombrádi^b, A. Krasznahorkay^b, H. Baba^c, M. Csatlós^b, L. Csige^b, N. Fukuda^a, Zs. Fülöp^b, Z. Gácsi^b, J. Gulyás^b, N. Iwasa^d, H. Kinugawa^c, S. Kubono^e, M. Kurokawa^e, X. Liu^e, S. Michimasa^e, T. Minemura^e, T. Motobayashi^a, A. Ozawa^a, A. Saito^c, S. Shimoura^e, S. Takeuchi^a, I. Tanihata^a, P. Thierolf^f, Y. Yanagisawa^a, K. Yoshida^a

^a *The Institute of Physical and Chemical Research, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan*

^b *Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, PO Box 51, H-4001 Debrecen, Hungary*

^c *Rikkyo University, 3 Nishi-Ikebukuro, Toshima, Tokyo 171, Japan*

^d *Tohoku University, Sendai, Miyagi 9808578, Japan*

^e *University of Tokyo, Tokyo 1130033, Japan*

^f *Ludwig-Maximilians-Universität München, D-85748 Garching, Germany*

Received 4 December 2003; received in revised form 10 February 2004; accepted 11 February 2004

Editor: J.P. Schiffer

Abstract

The neutron and proton excitations in ^{16}C nucleus have been investigated by use of the Coulomb-nuclear interference method applied to the $^{208}\text{Pb} + ^{16}\text{C}$ inelastic scattering. Angular distribution of the ^{16}C nuclei in the inelastic channel populating the first 2^+ state has been measured. The neutron and proton transition matrix elements, M_n and M_p , have been determined from the “Coulomb” and “matter” deformation-length parameters obtained by distorted wave calculations. The M_p or its corresponding $B(E2; 2^+_1 \rightarrow 0^+)$ value was found to be extremely small: 0.28 ± 0.06 Weisskopf units consistent with a recent lifetime measurement. Furthermore, the extracted M_n/M_p ratio has an unexpectedly large value of 7.6 ± 1.7 . These results suggest that the 2^+_1 state in ^{16}C is a nearly pure valence neutron excitation.

© 2004 Published by Elsevier B.V.

PACS: 25.70.De; 24.10.Eq; 29.30.Kv; 21.10.Gv; 27.20.+n

Keywords: Coulomb excitation of ^{16}C ; Angular distribution; Distorted wave calculation; Neutron and proton transition matrix elements

Due to the strong proton–neutron interaction, the proton and neutron distributions are strongly corre-

lated in nuclei. Although the neutron distribution is determined with a lower accuracy compared to the charge distribution, small differences could be revealed between them except for some specific cases. A large difference in radial distributions have already been found in halo nuclei which raises the possibility of the difference between proton and neutron deforma-

¹ E-mail address: elekes@carfaxp.riken.go.jp (Z. Elekes).

[†] On leave from Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, PO Box 51, H-4001 Debrecen, Hungary.

Lifetime measurements of first excited states in $^{16,18}\text{C}$

H. J. Ong,^{1,2,*} N. Imai,^{2,†} D. Suzuki,¹ H. Iwasaki,^{1,‡} H. Sakurai,^{1,§} T. K. Onishi,¹ M. K. Suzuki,¹ S. Ota,³ S. Takeuchi,² T. Nakao,¹ Y. Togano,⁴ Y. Kondo,^{5,§} N. Aoi,² H. Baba,² S. Bishop,² Y. Ichikawa,¹ M. Ishihara,² T. Kubo,² K. Kurita,⁴ T. Motobayashi,² T. Nakamura,⁵ T. Okumura,⁵ and Y. Yanagisawa²

¹*Department of Physics, University of Tokyo, Hongo 7-3-1, Bunkyo, Tokyo 113-0033, Japan*

²*RIKEN Nishina Center, Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-0198, Japan*

³*Center for Nuclear Study, University of Tokyo, RIKEN campus, Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-0198, Japan*

⁴*Department of Physics, Rikkyo University, Nishi-Ikebukuro 3-34-1, Toshima, Tokyo 171-8501, Japan*

⁵*Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Ookayama 2-12-1, Meguro, Tokyo 152-8551, Japan*

(Received 26 November 2007; revised manuscript received 5 June 2008; published 10 July 2008)

The electric quadrupole transition from the first 2^+ state to the ground 0^+ state in ^{18}C was studied through a lifetime measurement by an upgraded recoil shadow method applied to inelastically scattered radioactive ^{18}C nuclei. The measured mean lifetime is $18.9 \pm 0.9(\text{stat}) \pm 4.4(\text{syst})$ ps, corresponding to a $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+)$ value of $4.3 \pm 0.2 \pm 1.0 e^2 \text{ fm}^4$, or about 1.5 Weisskopf units. The mean lifetime of the first 2^+ state in ^{16}C was remeasured to be $18.3 \pm 1.4 \pm 4.8$ ps, about four times shorter than the value reported previously. The discrepancy between the two results was explained by incorporating the γ -ray angular distribution measured in this work into the previous measurement. These transition strengths are hindered compared to the empirical transition strengths, indicating that the anomalous hindrance observed in ^{16}C persists in ^{18}C .

DOI: [10.1103/PhysRevC.78.014308](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.014308)

PACS number(s): 23.20.Js, 21.10.Tg, 27.20.+n, 29.30.Kv

I. INTRODUCTION

Structure of neutron-rich nuclei is one of the frontiers in nuclear physics. In such nuclei, several exotic phenomena such as a halo [1] or skin [2] structure and the disappearance of the traditional magic numbers [3–5] have been discovered with the advance of experimental techniques and accelerators. These findings are unexpected by the conventional nuclear structure models, hence require the renovation of the theory.

Recently, we reported another exotic phenomenon of extremely suppressed $B(E2)$ value for the transition between the first 2^+ (2_1^+) state to the ground ($0_{\text{g.s.}}^+$) state in neutron-rich ^{16}C [6]. The $B(E2)$ was obtained by measuring the mean lifetime of the 2_1^+ state ($\tau(2_1^+)$) using a new experimental technique. In general, an even-even atomic nucleus tends to exhibit global behavior of a quantum liquid drop, wherein the $B(E2)$ is inversely proportional to the excitation energy of the 2_1^+ state ($E(2_1^+)$) [7]. However, the measured $B(E2)$ of ^{16}C was found to deviate greatly from the value expected by the empirical formula [8] of the $E(2_1^+)$, indicating a suppressed proton collectivity in ^{16}C .

Contrary to the suppressed proton collectivity, a large neutron collectivity was suggested based on the measurement of the interference between the nuclear and electromagnetic interactions in the excitation from the ground state to the 2_1^+

state [9]. Indeed, a large quadrupole deformation length was observed in a recent work on the proton inelastic scattering [10], revealing that the neutrons predominantly contribute to the strength of the excitation to the 2_1^+ state whereas the protons seem to be frozen.

The suppressed $B(E2)$ may indicate quenched effective charges and/or the emergence of a new magic number $Z = 6$ in the light neutron-rich carbon isotopes. For neutron-rich nuclei with weakly-bound neutron(s), the core polarization is likely to be weakly induced. This effect together with the effect of large isospin gives rise to quenched core polarization charges [11,12], in particular, a small neutron effective charge that reduces the contribution of the valence neutron(s) to the $B(E2)$ value. Indeed, the quenched effective charges have been observed in the neighboring $^{15,17}\text{B}$ nuclei [13,14]. Moreover, in the case of the closed shell nuclei, the $B(E2)$ value will also be reduced. In this context, we note that the emergence of the proton magic number $Z = 6$ has been suggested by a shell model calculation [15].

Besides the shell model calculation, several other microscopic models have also been proposed to explain the mechanism of the small $B(E2)$ value for ^{16}C . A calculation using antisymmetrized molecular dynamics (AMD) has attributed the anomalous feature to the opposite deformations in the proton and the neutron matters [16,17]. It is interesting to note that calculations assuming a simple structure that ^{16}C is composed of $^{14}\text{C} + n + n$ have also reproduced the $E(2_1^+)$ and the $B(E2)$ of this nucleus [18–20]. To shed light on the exotic phenomenon exhibited by ^{16}C and to scrutinize the claim for the emergence of the $Z = 6$ magic number in the neutron-rich C isotope, more experimental information specifically on the neighboring ^{18}C isotope is awaited.

In this article, we report on the first lifetime measurement

*onghjin@ribf.riken.jp; Present address: RCNP, Osaka University, Mihogaoka 10-1, Ibaraki, Osaka 567-0047, Japan.

†Present address: KEK, Oho 1-1, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan.

‡Present address: Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, Köln, Germany.

§Present address: RIKEN Nishina Center, Hirosawa 2-1, Wako,

Résumé

Cet habilitation à diriger des recherches se concentre sur des travaux expérimentaux produits en structure nucléaire dans les noyaux légers loin de la stabilité. Elle se concentre autour de la notion de résonance : qu'elles soient géantes, pygmées ou simples outils expérimentaux.

Ce mémoire se compose, après mon *curriculum vitae*, d'une introduction succincte des outils théoriques, avec pour objectif de relier les résonances étudiées expérimentalement dans la seconde partie. Puis viennent les chapitres traitant du transfert dans les noyaux légers (^9He) au GANIL, un aperçu des différentes techniques et résultats obtenus sur les isotopes de bores $^{15-21}\text{B}$ et de carbones $^{17-23}\text{C}$ dans la première campagne SAMURAI à RIKEN. À noter que la partie sur le ^{16}C , extraite d'un cours au Master NAC de Caen, est à relier à mon séjour post-doctoral à Berkeley. Puis vient l'étude des résonances géantes dans les noyaux radioactifs (et en particulier les modes de compression) au GANIL. Enfin, une dernière section indépendante présente des travaux plus généraux de communication scientifique.

Abstract

This dissertation focuses on experimental nuclear physics experiments with light nuclei far from stability. It revolves around the concept of resonance: whether they are giant, pygmy or simple experimental tools.

This memoir consists, after my resume, of a brief introduction of the theoretical tools, in order to connect the resonances studied experimentally in the second part. Then come the chapters dealing with transfer in light nuclei (^9He) at GANIL, an overview of the different techniques and results obtained on boron $^{15-21}\text{B}$ and carbons $^{17-23}\text{C}$ isotopes during the first SAMURAI campaign at RIKEN. The section on ^{16}C , which is a lecture at the Master NAC at the University of Caen, links to my postdoctoral fellow time at Berkeley. Then comes the study of giant resonances in radioactive nuclei (and in particular the compression modes) at GANIL. Finally, an independent section presents scientific outreach works.