



HAL
open science

Structure des isotopes de bore et de carbone riches en neutrons aux limites de la stabilité

Sylvain Leblond

► **To cite this version:**

Sylvain Leblond. Structure des isotopes de bore et de carbone riches en neutrons aux limites de la stabilité. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Normandie Université, France, 2015. Français. NNT: . tel-01289381

HAL Id: tel-01289381

<https://theses.hal.science/tel-01289381v1>

Submitted on 16 Mar 2016

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.

Université de Caen Normandie

Ecole doctorale **SIMEM**

Thèse de doctorat

présentée et soutenue le : 17/12/2015

par

Sylvain Leblond

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Normandie

Spécialité : *Constituants Élémentaires et Physique Théorique*

Structure des isotopes de bore et de carbone riches en neutrons aux limites de la stabilité

Directeur de thèse : *M. Miguel Marqués*

Co-directeur de thèse : *M. Nigel Orr*

Membres du jury

M. Didier Beaumel	Directeur de Recherches, CNRS	INPO, Orsay	rapporteur
M. Bertram Blank	Directeur de Recherches, CNRS	CENBG, Bordeaux	rapporteur
M. Alain Gillibert	Ingénieur de Recherches, CEA	SPhN, Gif sur Yvette	
Mme Francesca Gulminelli	Professeur des universités, UCN	LPC, Caen	
M. Miguel Marqués	Chargé de Recherches, CNRS	LPC, Caen	directeur de thèse
M. Nigel Orr	Directeur de Recherches, CNRS	LPC, Caen	co-directeur de thèse

Un peu de patience. . .

car avant de passer à des considérations plus scientifiques il me faut m'atteler, avec grand plaisir, à l'indispensable tradition des remerciements.

J'ai eu la chance d'effectuer mes trois années de thèse au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. Si je m'en suis éloigné quelques mois pour aller au pays du soleil levant, je suis revenu à la maison avec le plus grand plaisir. Je tiens donc à témoigner ma gratitude au Directeur Dominique Durand pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je tiens tout d'abord à remercier mes rapporteurs : Didier et Bertram pour leur lecture sérieuse du manuscrit, leurs remarques avisées et les échanges que nous avons pu avoir avant et pendant la soutenance. Didier, merci également pour tes conseils et astuces lorsque je me trouvais au Japon¹. Merci à Alain pour l'analyse minutieuse qu'il a effectuée sur le document et pour l'intérêt qu'il a montré pour mon travail. Enfin, je tiens à remercier chaleureusement Francesca pour avoir présidé le jury et pour avoir toujours pris le temps d'apporter une réponse accessible à mes (trop) nombreuses questions de jeune et naïf expérimentateur.

Je tiens ensuite à remercier mes trois directeurs de thèse. Si j'ai pu découvrir et apprendre tant de choses pendant ces quatre années de travail, c'est parce que vous avez toujours été présents pour me conseiller et m'orienter, et ce, même avec la difficulté incroyable qu'il peut y avoir parfois (souvent ?) à me faire entendre raison.

Tout d'abord Miguel, chef ibérique d'un petit village qui résiste encore et toujours à l'envahisseur (ROOT). Merci pour ta patience, ta gentillesse et ton soutien. Ce fut un vrai plaisir pour moi de travailler et d'apprendre à tes côtés. Malgré tes nombreux amis² tu as toujours trouvé du temps pour moi, même lorsque tu en manquais. Un grand merci également pour tous les jeux de société que tu as pu me faire découvrir. Comme nous n'avons pas eu le temps de faire une partie de Claustrophobia avant mon départ, je compte bien revenir un jour ou l'autre !

Puis Nigel, dit Ooki boss, provenant d'un pays où Paul Keating et Tony Abbott ont été Prime minister³. Merci pour l'indéfectible confiance que tu m'as témoignée malgré les nombreux "c'est impossible" et autres "c'est difficile" dont j'ai pu te faire part. Tu as toujours répondu avec beaucoup de patience et de pédagogie aux questions que j'ai pu te poser. C'est, sans aucun doute, grâce à ton soutien que j'ai pu aller jusqu'au bout.

Enfin Julien, encadrant officieux venant d'un sud lointain où la météo est assurément plus clémente. Julien, tu n'apparais pas dans les papiers officiels mais sache que cela ne diminue en rien l'estime et le respect que je te porte. Lorsque j'ai commencé ma thèse, têtue comme une mule et incompétent au possible, tu as fait l'effort de me prendre sous ton aile et de me former. Au delà de tout ce que tu as pu m'apprendre sur la Physique tu m'as permis de découvrir, lors de notre séjour au Japon, une culture dont j'ignorais tout. Je tiens à te remercier pour tout ce que tu as fait pour moi et j'espère que nos routes se croiseront un jour.

Je souhaite également profiter de l'occasion pour remercier mes précédents encadrants qui m'ont donné goût à la Physique nucléaire et m'ont encouragé à continuer. Merci donc Paolo, Marlène et Nicolas pour tout ce que vous m'avez appris.

1. promis la prochaine fois je vais dans un karaoke!
2. tu me présentes quand Mr. Phal?
3. je te laisse choisir celui que tu préfères

Après avoir remercié mes encadrants je souhaite me tourner vers les autres membres du Groupe Exotique. J'ai eu la chance d'avoir été intégré très rapidement et d'avoir pu interagir avec tous les membres du groupe. Un grand merci à Franck pour sa gentillesse et pour toutes les discussions que nous avons pu avoir jusqu'à tard le soir. Merci à Marian pour sa gentillesse et sa bonne humeur naturelle. Merci également à Lynda pour sa gentillesse (j'ai oublié de préciser que c'était un point commun de tous les membres du groupe) et ses conseils⁴. Enfin merci à Quentin pour le soutien technique qu'il m'a apporté sur la fin de ma thèse. Je ne suis pas persuadé d'avoir été clair et concis dans les réponses, souvent teintées de défaitisme, que je formulais suite à tes questions portant sur l'analyse de données. J'espère pourtant que tu as apprécié notre collaboration autant que je l'ai fait.

Ayant été membre du LPC pendant presque 4 ans il aurait été inconcevable pour moi de ne pas mentionner le laboratoire dans mes remerciements. Ce petit bâtiment grisâtre, à l'isolation approximative, ne paye pas de mine dans l'ombre de la grande école d'ingénieurs qui le surplombe. Il n'empêche que l'ambiance à l'intérieur y est formidablement chaleureuse⁵ et que nombreux sont ceux qui jalourent sa renommée. C'est grâce à tous les membres de cette grande famille que j'ai pu travailler dans de bonnes conditions et je tiens à tous les remercier.

Un grand merci à Jean et Daniel, mes collègues de l'aile bleu, pour n'avoir pas pris ombrage de mon impertinence caractérisée et pour toutes les discussions passionnantes que nous avons pu avoir. Merci à Yves⁶ pour tous tes conseils sur la programmation et pour m'avoir permis de séjourner, un peu plus que de raison, dans son bureau. Merci à Nathalie pour toutes nos discussions sur l'animation japonaise, merci à Jean-Luc et Manu dont les débats constructifs égayaient régulièrement nos déjeuners, merci à Olivier de m'avoir impliqué dans des événements de communication à destination du Grand Public. . . Bref, merci à tous les physiciens et physiciennes pour les échanges que j'ai pu avoir avec vous.

Si j'ai principalement travaillé au jour le jour avec le groupe de physique du laboratoire je n'en oublie pas pour autant les autres services. Il me paraît essentiel de les associer à mon travail : sans eux je n'aurais pas pu accomplir ce que j'ai fait, que ce soit pour des raisons administratives, informatiques, ou techniques. Merci en particulier à Aurélie, Lydie et Véronique pour votre aide précieuse et pour toutes les discussions que nous avons pu avoir. Merci à Yoann, surnommé Super Yoann, capable de trouver une solution à tout problème informatique. Merci aussi pour les soirées au labo au cours desquelles nous sommes restés un peu (trop) tard à discuter. Un grand merci également à toute la christmas team pour leur contribution importante à l'ambiance du laboratoire.

Pour clore ce chapitre sur le LPC, je voudrais mentionner les collègues avec qui j'ai eu la chance de faire un petit tour à Darmstadt. Sébastien et Laurent, ce fut un plaisir et un honneur pour moi de faire votre connaissance et de pouvoir discuter régulièrement avec vous. J'espère que nos routes se recroiseront un jour. D'ici là, si jamais vous avez besoin d'un modèle pour estimer le nombre de cheveux sur une tête, faites moi signe !

Que serait un thésard sans compagnons d'infortune, si ce n'est, un naufragé désespérément accroché à un bout calciné de son navire, perdu au beau milieu d'un océan déchainé ? Si je ne connais pas l'auteur de cette citation, il m'est pourtant facile de reconnaître la clairvoyance de ce dernier et je tiens à lui rendre hommage tant l'entraide

4. notamment sur les soldes !

5. ça permet des économies de chauffage !

6. dit le presque jeune

entre thésards fut importante pour moi.

Merci à Marine et à Laurent pour leur gentillesse et pour m'avoir aidé à m'intégrer lors de mon stage de première année de Master. Merci à Claire et à Matthieu pour m'avoir montré les ficelles du métier lorsque je commençais ma thèse. Matthieu, au travers de l'année où je t'ai côtoyé tu m'as tellement appris que je ne sais par quoi commencer⁷. Merci pour tout ce que tu as fait pour moi, je suis heureux de pouvoir te compter parmi mes amis.

Je souhaite évidemment remercier chaleureusement François, Guillaume B. et Xavier (mes comparses de thèse) pour toutes les discussions et rigolades que nous avons pu avoir ensemble. Merci à François qui m'a aidé à faire ressortir le meilleur de ma personnalité. J'espère que tu sauras transmettre ta passion pour les sciences à tes futurs étudiants (attention cependant à ne pas leur donner ton goût dangereux pour l'escalade!). Merci à Guillaume, qui a eu la force de partager mon bureau pendant six mois malgré le bruit mon clavier mécanique. Merci pour m'avoir fait découvrir un bon nombre de jeux et pour ton dynamisme de tout instant. Merci à Xavier pour les discussions sur D&D, sur les jeux, et celles pleines de bon sens que nous avons le soir au RU. Merci à Alex de sa sympathie depuis les années de Master.

S'il n'est pas facile de finir une thèse il ne l'est pas non plus de voir partir ses aînés. Merci donc à Thilbault, le plus cultivé d'entre nous, pour avoir supporté mes atermoiements à la fin de ma thèse. Un jour comme un autre, tu m'as fait comprendre que lorsque le temps est bon, il faut savoir laisser vagabonder les pensées (tout comme le palmier se confie au vent). Enfin merci à Lou, la plus gentille d'entre nous, pour avoir repris en main les soirées jeux et s'être autant impliquée pour la vie des thésards du laboratoire. Je voudrais également remercier Suso avec qui j'ai pris beaucoup de plaisir à discuter et lui souhaiter bon courage pour la suite.

Je présente aussi tous mes vœux de réussite à Bastien, Jean-Baptiste, Clovis, Baptiste⁸ et Flora. Ainsi que bon courage aux nouveaux entrants : Yiyang, Daniel, Maxime et Guillaume O. (heureusement que je t'ai appris à utiliser le tableau avant de partir).

Je voudrais remercier mes amis de leur soutien continu : Clément, Louis-Alexis, Alexandre, Marie-Christine, Benjamin, Vincent, Maud et Adrien. Merci à tous les membres de l'association Furanko-Japone que j'espère retrouver un jour au Japon. Merci à Jun et Ayaka pour leur gentillesse ainsi qu'à mes professeurs de japonais, Masako-sensei et Tamiko-sensei. Merci à Guilhem de m'aduler depuis tant d'années et d'avoir trouvé une utilité à mon wok. Merci à Dany pour son amitié depuis la première année de fac et pour avoir fait le déplacement à Caen le jour de ma soutenance. Bon courage pour la fin de ta thèse⁹.

Je voudrais me tourner également vers les membres de ma famille pour leur soutien de toujours et sans qui rien n'aurait été possible. En particulier je veux souligner tous les efforts consentis par mes parents et les remercier pour leur affection et leur aide continue. Par ailleurs, je souhaite bon courage à Léo pour la fin de sa thèse et pour la suite des événements.

Enfin pour terminer ces quelques pages de remerciements je voudrais exprimer ma gratitude pour ma chère et tendre compagne pour m'avoir suivi, rassuré et soutenu pendant cette épreuve. Sache que mes pensées sont tournées vers toi depuis Hong-Kong.

7. peut être le fait que le papa de Shareta c'est Simndar ?

8. t'as fini j'espère ?

9. Taitai!

Acknowledgment

My Ph.D. thesis was based on the analysis of data taken at RIBF, in Japan. All along the three years of my thesis I have been working in an international collaboration and I would like to dedicate the few following lines to the people I have encountered in such context.

First of all I would like to acknowledge the support of the RIKEN institute for inviting me for 6 months in Japan as an International program associate student. I am very much obliged to Uesaka-san, who supervised me during my stay in Nishina Center. I would like also to acknowledge the support of Tokyo Institute of Technology for inviting me during two weeks with the Foreign Graduate Student Invitation Program.

I want to express my gratitude to all the members of the Nakamura's laboratory for their huge contribution to my analysis. In particular, I would like to thank Nakamura-san, Kondo-san and Togano-san for their guidance, advices and understanding. I would like to extend my appreciation to the students : Kobayahi-san, Tanaka-san, Ogoshi-san, Minakata-san, Shikata-san and Tsubota-san for accepting my strange gaikokujin behavior and for the efficient collaborative work that we have performed together.

If I have enjoyed the time I spent in Japan it is due to the assistance provided by all the researchers I have encountered there. In particular, I would like to express my sincerest thanks to Motobayahi-san, Otsu-san, Takeuchi-san, Isobe-san, Baba-san and Mr. Doornenbal. I want also to mention my appreciation to the students I have met there : Jongwon, Sunji, Hongna and Chengcheng. Finally, I would like to underline the fantastic work of all the RIKEN staff members. In particular, I would like to express my gratitude to all the secretaries of the Nishina Center and from the RIBF user office for their kindness and their help in my every day life.

During my stay I had the opportunity to participate to an experiment in RCNP and I would like to express my appreciation to all the staff members and researchers working there, and in particular, to Akimune-san, Kawabata-san and Aoi-san. Also I would like to give a warm salutation to the Kyoto students : Nakatsuka-san, Furuno-san, Baba-san and Tsumura-san. I wish you all the best for your Ph.D. thesis and your career.

みなさん どうも ありがとう ございます。

シルバン

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Vers la limite d'existence des noyaux	3
1.1.1	Propriétés générales des noyaux	3
1.1.2	Structure en physique nucléaire	5
1.1.3	Les noyaux à halo	8
1.1.4	Les états non liés	10
1.2	Motivation de l'étude	12
1.2.1	Systèmes à trois corps	13
1.2.2	Évolution des orbitales de la couche <i>s-d</i>	15
1.3	Méthode expérimentale	16
1.3.1	Spectroscopie par masse invariante	17
1.3.2	Réactions pour sonder les systèmes non liés	19
1.4	Les systèmes non liés à deux corps	21
1.4.1	Le ^{16}B	21
1.4.2	Le ^{18}B	22
1.4.3	Le ^{21}C	23
2	Dispositif expérimental	27
2.1	La campagne de mesures SAMURAI Day-One	27
2.1.1	Production d'un faisceau d'ions radioactifs	27
2.1.2	L'accélérateur du RIKEN	29
2.1.3	Le séparateur de fragments BigRIPS	30
2.1.4	La salle expérimentale du spectromètre SAMURAI	32
2.2	Dispositif pour caractériser le faisceau incident	33
2.2.1	Energie du faisceau incident	33
2.2.2	Charge des ions incidents	35
2.2.3	Masse des ions incidents	36
2.2.4	Trajectoire et position sur cible	37
2.3	Détection des produits de la réaction	38
2.3.1	Les rayonnements gamma	38
2.3.2	Les fragments chargés	39

2.3.3	Les neutrons	44
2.4	Électronique et système d'acquisition	45
2.4.1	Déclenchement de l'acquisition	45
3	Analyse de données	49
3.1	Étalonnage des détecteurs	49
3.1.1	Calibration en temps	50
3.1.2	Les détecteurs faisceau	51
3.1.3	Reconstruction des trajectoires	54
3.1.4	Étalonnage de l'hodoscope	59
3.1.5	Étalonnage de NEBULA	61
3.1.6	Étalonnage en énergie de DALI2	67
3.2	Reconstruction des observables physiques	70
3.2.1	Caractérisation des ions incidents	70
3.2.2	Caractérisation des fragments chargés	74
3.2.3	Reconstruction des neutrons	76
3.2.4	Identification des gamma	78
3.3	Les simulations	81
3.3.1	Simulation des trajectoires dans SAMURAI	81
3.3.2	Simulation de la décroissance d'états non liés	83
3.3.3	Simulation de DALI2	88
4	Résultats	93
4.1	Traitement des données sans cible	93
4.2	Observation des états non liés : ^{16}B	95
4.2.1	Les fragments chargés	96
4.2.2	Coïncidences fragment-neutron	101
4.2.3	Estimation des contributions non résonantes	108
4.3	Résultats pour le ^{18}B	115
4.3.1	Sections efficaces inclusives	115
4.3.2	Distributions en impulsion	116
4.3.3	Corrélations entre fragment et neutron	116
4.3.4	Rayonnements gamma émis en coïncidence	118
4.4	Résultats pour le ^{21}C	120
4.4.1	Sections efficaces inclusives	120
4.4.2	Distributions en impulsion	121
4.4.3	Corrélations entre fragment et neutron	121
4.4.4	Rayonnements gamma émis en coïncidence	123

5	Interprétation	127
5.1	Description théorique des états non liés	127
5.1.1	Principe	127
5.1.2	Modélisation des états virtuels	129
5.1.3	Modélisation des résonances	130
5.2	Sélectivité des réactions	133
5.3	Interprétation du ^{16}B	134
5.3.1	Impulsion du système non lié	135
5.3.2	Description de la distribution en énergie relative	137
5.3.3	Décroissance vers le $^{15}\text{B}^*$	138
5.3.4	Conclusions sur ^{16}B	140
5.4	Interprétation du ^{18}B	141
5.4.1	Réaction de <i>knock-out</i> d'un proton	142
5.4.2	Réaction de <i>knock-out</i> d'un neutron	143
5.4.3	Réaction de <i>knock-out</i> de deux protons	148
5.4.4	Discussion	149
5.5	Interprétation du ^{21}C	150
5.5.1	Réaction de <i>knock-out</i> d'un proton	151
5.5.2	Réaction de <i>knock-out</i> d'un neutron	154
5.5.3	Réaction de <i>knock-out</i> de deux protons	158
5.5.4	Discussion	159
6	Conclusions et perspectives	161
	Bibliographie	167

Liste des figures

1.0.1	Carte des noyaux	2
1.1.1	Carte des noyaux légers	3
1.1.2	Orbitales du modèle à particules indépendantes	7
1.1.3	Évolution de S_{2n} en fonction de N	8
1.1.4	Potentiel effectif ressenti par les neutrons	11
1.2.1	Évolution du rayon des isotopes de bore	13
1.2.2	Évolution du rayon des isotopes de carbone	14
1.2.3	Mesure des masses de ^{19}B et ^{22}C	15
1.2.4	Comparaison de l'évolution des orbitales dans les isotopes de carbone et d'oxygène	16
1.3.1	Spectre de décroissance du ^{10}Li	19
1.3.2	Réactions utilisées pour sonder le ^{18}B et ^{21}C	21
1.4.1	Spectres en énergie de décroissance $\text{C}(^{17}\text{C}, ^{15}\text{B}+n)$	22
1.4.2	Spectre en énergie relative du ^{18}B à partir de $(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+n)$	23
1.4.3	Spectre en énergie relative du ^{21}C à partir de $\text{Be}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$	24
2.1.1	Principe d'une expérience en physique nucléaire	28
2.1.2	Vue schématique de l'installation RIBF	29
2.1.3	Modes d'accélération au RIBF	29
2.1.4	Vue schématique de BigRIPS	30
2.1.5	Dispositif expérimental pendant SAMURAI Day-One	32
2.2.1	Positions relatives des détecteurs faisceaux	33
2.2.2	Vue schématique de l'ICB	35
2.2.3	Vue schématique de la BPC	36
2.2.4	Vue schématique des BDC	37
2.3.1	Vue schématique de DALI2	38
2.3.2	Détecteurs des produits de réaction	40
2.3.3	Vue schématique de la FDC1	41
2.3.4	Vue schématique de la FDC2	42
2.3.5	Disposition des fils dans la FDC2	43
2.3.6	Vue schématique de l'hodoscope	43
2.3.7	Vue schématique de NEBULA	44

2.4.1	Logique de déclenchement du faisceau	46
2.4.2	Logique de déclenchement de NEBULA	46
2.4.3	Logique de déclenchement de DALI2	47
2.4.4	Logique de déclenchement de l'hodoscope	47
2.4.5	Logique de déclenchement de l' <i>Acquisition</i>	47
3.0.1	Vue d'ensemble de l'expérience	49
3.1.1	Effet du <i>walk</i> sur la réponse en temps d'un TDC	51
3.1.2	Distribution en temps de vol des ions du faisceau	52
3.1.3	Distribution en charge mesurée par l'ICB	53
3.1.4	Etalonnage du temps de dérive de la BDC1	55
3.1.5	Reconstruction de la position sur la cible	57
3.1.6	Résolution de la reconstruction en position	58
3.1.7	Position des lattes de l'hodoscope reconstruites à partir de la FDC2	58
3.1.8	Identification des ions dans l'hodoscope	60
3.1.9	Ajustement du <i>walk</i> de l'hodoscope	61
3.1.10	Etalonnage en charge de NEBULA avec les muons	63
3.1.11	Etalonnage en charge de NEBULA avec une source d'AmBe	64
3.1.12	Ajustement en temps de NEBULA avec une cible d'aluminium	65
3.1.13	Effet de l'étalonnage en temps de NEBULA	66
3.1.14	Etalonnage en énergie de DALI2	67
3.1.15	Dérive en gain des PMT de DALI2	69
3.2.1	Comparaison de la reconstruction de la rigidité magnétique du faisceau	71
3.2.2	Identification des ions du faisceau	72
3.2.3	Trajectoires secondaires dans BigRIPS	73
3.2.4	Identification des ions dans SAMURAI	75
3.2.5	Diffusion dans la BDC1	76
3.2.6	Diffusion dans SAMURAI	77
3.2.7	Utilisation des véto de NEBULA	79
3.2.8	Spectres d'énergie des rayonnements gamma	80
3.3.1	Validation de la simulation de SAMURAI	82
3.3.2	Acceptance géométrique de NEBULA	86
3.3.3	Sections efficaces des différentes réactions dans NEBULA	87
3.3.4	Comparaison entre MANGA et ANIME	87
3.3.5	Résolution en énergie relative du dispositif expérimental	88
3.3.6	Simulation de la réponse de DALI2	89
3.3.7	Simulation de l'efficacité de DALI2	90
3.3.8	Simulation de la résolution en énergie de DALI2	91
4.1.1	Contamination des données	94
4.2.1	Distributions en impulsion du fragment pour C(^{17}B , ^{15}B)	99

4.2.2	Comparaison des distributions en impulsion parallèle du fragment	100
4.2.3	Spectre gamma pour les diffusions inélastiques $C(^{20}\text{C}, ^{20}\text{C})$ et $C(^{17}\text{B}, ^{17}\text{B})$	101
4.2.4	Distribution en vitesse des neutrons $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B})$	102
4.2.5	Distribution angulaire des neutrons $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B})$	103
4.2.6	Spectre en énergie relative pour le ^{16}B	104
4.2.7	Effet de l'alignement sur l'énergie relative	105
4.2.8	Distributions en impulsion du ^{16}B à partir de $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B})$	106
4.2.9	Spectre gamma pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$	107
4.2.10	Algorithme du mélange d'évènements	111
4.2.11	Principe du mélange d'évènements	112
4.2.12	Application du mélange d'évènements aux données $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$	114
4.2.13	Contribution non corrélée maximisée pour $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$	114
4.3.1	Distributions en impulsion du système non lié $^{17}\text{B}+n$	116
4.3.2	Spectres en énergie relative des différents systèmes ^{18}B	117
4.3.3	Spectres des gamma émis en coïncidence avec le système $^{17}\text{B} + n$	119
4.4.1	Distributions en impulsion du système non lié $^{20}\text{C}+n$	121
4.4.2	Spectres en énergie relative des différents systèmes ^{21}C	122
4.4.3	Spectres des gamma émis en coïncidence avec le système $^{20}\text{C} + n$	123
4.4.4	Spectres des gamma émis en coïncidence avec le fragment ^{20}C	124
5.1.1	Paramétrisation des états virtuels	131
5.1.2	Paramétrisation des résonances	133
5.3.1	Précédents spectres de décroissances du ^{16}B	135
5.3.2	Distributions en impulsion parallèle de la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$	136
5.3.3	Ajustement du spectre de décroissance de la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$	137
5.3.4	Corrélation entre énergie relative et énergie gamma pour $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$	139
5.4.1	Comparaison des différentes réactions peuplant le ^{18}B	141
5.4.2	Ajustement du spectre de décroissance de la réaction $C(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+n)$	142
5.4.3	Corrélation entre énergie relative et énergie gamma pour $C(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+n)$	144
5.4.4	Distributions en impulsion parallèle de la réaction $C(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+n)$	145
5.4.5	Corrélation entre énergie relative et énergie gamma pour $C(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+n)$	146
5.4.6	Ajustement du spectre de décroissance de la réaction $C(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+n)$	147
5.4.7	Ajustement du spectre de décroissance de la réaction $C(^{20}\text{N}, ^{17}\text{B}+n)$	148
5.5.1	Comparaison des différentes réactions peuplant le ^{21}C	150
5.5.2	Ajustement du spectre $C(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$ avec une résonance	151
5.5.3	Corrélation entre énergie relative et énergie gamma pour la réaction $C(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$	153
5.5.4	Ajustement du spectre $C(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$ avec deux résonances	154
5.5.5	Analyse en moment de la réaction $C(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+n)$	155
5.5.6	Ajustement du spectre d'énergie relative de $C(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+n)$	157
5.5.7	Ajustement du spectre d'énergie relative de $C(^{23}\text{O}, ^{20}\text{C}+n)$	159

6.0.1	Amélioration du dispositif de détection neutron	164
-------	---	-----

Liste des tableaux

2.1	Propriétés de BigRIPS pendant SAMURAI Day-One	31
2.2	Réglages de BigRIPS pendant SAMURAI Day-One	31
2.3	Temps alloué aux différents réglages pendant SAMURAI Day-one	33
2.4	Positions des détecteurs plastiques	34
2.5	Disposition des cristaux de DALI2	39
2.6	Propriétés des cristaux de DALI2	39
2.7	Différents réglages de l'acquisition pendant SAMURAI Day-one	48
3.1	Synthèse de l'étalonnage réalisé pour DALI2	68
3.2	Propriétés des faisceaux pendant SAMURAI Day-One	70
4.1	Synthèse des réactions utilisées comme références	95
4.2	Efficacité de détection des fragments	97
4.3	Sections efficaces inclusives	98
4.4	Statistique des réactions peuplant le ^{18}B	115
4.5	Sections efficaces inclusives des réactions peuplant le ^{18}B	116
4.6	Statistique des réactions peuplant le ^{21}C	120
4.7	Sections efficaces inclusives des réactions peuplant le ^{21}C	120
5.1	Pénétrabilités et déphasages	132
5.2	Liste des états du ^{16}B	136
5.3	Liste des états du ^{18}B	142
5.4	Liste des états du ^{21}C	151

Chapitre 1

Introduction

Depuis la découverte de la radioactivité en 1896 par Henri Becquerel, puis du noyau en 1911 par Ernest Rutherford, le noyau atomique n'a cessé de représenter un problème complexe. Aujourd'hui, plus d'un siècle après sa découverte, le noyau révèle encore des propriétés inattendues. Des progrès considérables ont pourtant été réalisés en ce qui concerne la compréhension de l'édifice nucléaire : la masse, les états excités et la structure de centaines de noyaux sont aujourd'hui connus avec précision. Plusieurs théories et modèles parviennent à reproduire ces propriétés et possèdent un pouvoir prédictif. Cependant certains noyaux, en particulier ceux fortement déficients ou riches en neutrons, restent encore relativement mal compris.

Les noyaux sont composés de deux constituants : les neutrons et les protons. Le nombre de protons Z caractérise l'objet atomique et les propriétés chimiques associées à cet élément. Au contraire, le nombre de neutrons N n'influence pas les propriétés chimiques mais assure la cohésion du noyau. Pour un élément chimique donné, il existe ainsi un grand nombre de noyaux (dits isotopes) avec un nombre de neutrons différent. Pour la plupart des éléments, seuls quelques uns de ces isotopes sont stables. Les autres sont dits radioactifs et décroissent, au bout d'un temps plus ou moins long, par décroissance β^+ ou β^- principalement.

Les noyaux les plus abondants sur terre sont pour la grande majorité des noyaux stables (environ 300), les premières études de physique ont donc porté sur ces derniers. Puis, petit à petit, des noyaux radioactifs dont les temps de vie étaient de plus en plus courts furent découverts. Aujourd'hui on recense aux alentours de 3000 noyaux connus, et au moins autant dont l'existence a été prédite mais qui n'ont pas encore été observés (voir figure 1.0.1).

Une des thématiques centrales de la physique nucléaire moderne consiste à comprendre la position des limites d'existence des noyaux. La figure précédente permet, à ce titre, de mettre en lumière certaines caractéristiques très générales sur l'existence des noyaux :

- Les isotopes stables semblent respecter une loi basée sur le rapport N/Z . Pour les

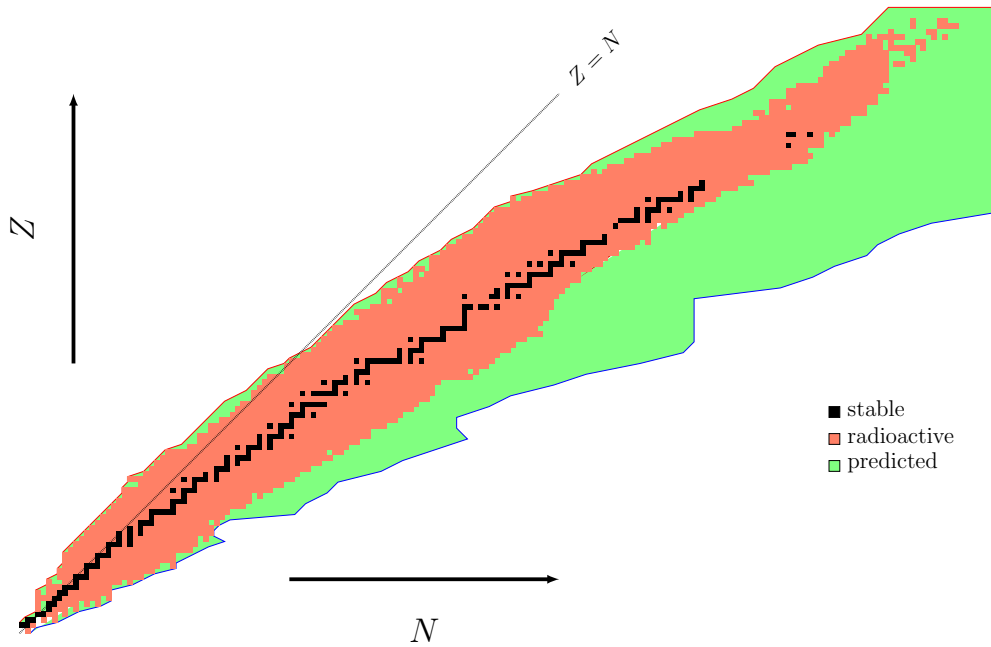


FIGURE 1.0.1: Carte représentant les noyaux connus avec le nombre de neutrons en abscisse et le nombre de protons en ordonnée. Les couleurs de la carte représentent la nature des noyaux : le noir correspond aux noyaux stables, le rouge aux noyaux radioactifs connus, et le vert aux noyaux radioactifs dont l'existence est prédite.

noyaux les plus légers, N et Z sont relativement identiques, mais pour les noyaux les plus lourds le nombre de neutrons domine significativement celui des protons. Par la suite nous appellerons l'ensemble des noyaux stables la *vallée de stabilité*.

- En général, le nombre d'isotopes pour un même élément chimique croît avec le nombre total de protons : plus Z est élevé, plus il existe d'isotopes stables et instables.
- L'existence des noyaux est contrainte entre deux limites (dites *drip line*) : une première pour les noyaux très riches en neutrons, une seconde pour les noyaux très déficients en neutrons. Au delà de ces limites le retrait ou l'ajout d'un neutron ne permet plus de produire un noyau lié : le système décroît alors par émission d'un proton (respectivement d'un neutron) rapidement après avoir été formé¹.
- La *drip line* proton est plus proche de la vallée de stabilité que ne l'est la *drip line* neutron. Ce phénomène croît avec Z et provient de l'interaction électromagnétique, répulsive, entre les protons.
- D'un point de vue expérimental, les isotopes aux abords de la *drip line* neutron n'ont été observés que pour les noyaux les plus légers ($A \leq 30$, $Z \leq 10$). Cela est dû au fait que cette limite s'éloigne de plus en plus de la vallée de stabilité lorsque le nombre de protons augmente. A cela s'ajoute la difficulté de produire en laboratoire des noyaux très riches en neutrons.

1. Ce temps est typiquement de l'ordre de 10^{-18} - 10^{-21} s pour le cas de l'émission d'un neutron.

L'étude des noyaux très proches des limites d'existence s'avère intéressante tant du point de vue expérimental que théorique puisqu'elle permet de tester les modèles de structure nucléaire dans des conditions extrêmes.

Dans ce document nous allons présenter le travail portant sur l'étude des systèmes non liés ^{18}B et ^{21}C ainsi que des noyaux ^{19}B et ^{22}C . Nous nous efforcerons dans un premier temps de présenter plus en détail les propriétés des noyaux aux limites de la stabilité puis les motivations de cette étude. Par la suite nous commenterons les techniques expérimentales que nous avons choisies d'utiliser pour observer de tels noyaux. Enfin nous ferons un point sur l'ensemble des connaissances accumulées sur ces noyaux afin de mettre en relief ce que ce travail peut apporter.

1.1 Vers la limite d'existence des noyaux

Dans cette section nous présentons la description des noyaux légers ($Z \leq 10$, $A \leq 35$) aux abords de la *drip line* neutron. Afin de mettre en avant les caractéristiques particulières de ces derniers, leur description sera accompagnée d'une comparaison avec les propriétés des noyaux stables.

1.1.1 Propriétés générales des noyaux

Dans cette section nous allons nous intéresser aux propriétés des noyaux légers. La carte des noyaux, restreinte aux plus légers d'entre eux, est présentée en figure 1.1.1.

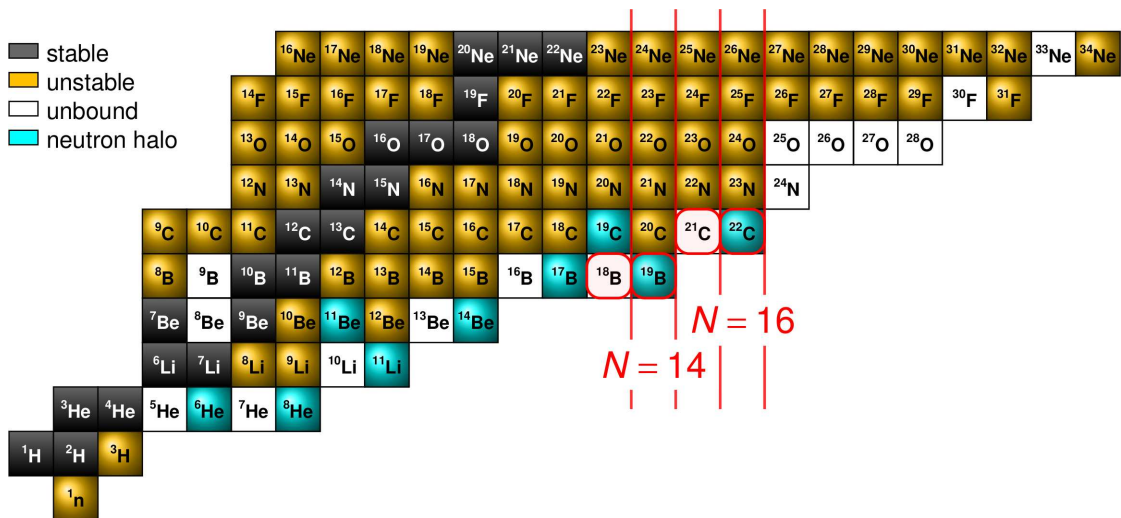


FIGURE 1.1.1: Carte des noyaux légers telle qu'elle est connue aujourd'hui. Les cases noires représentent les noyaux stables, les cases jaunes : les noyaux radioactifs, les cases bleues : les noyaux à halo de un ou deux neutrons, et finalement les cases blanches : les noyaux non liés. Les noyaux entourés en rouge sont ceux sur lesquels porte notre étude. Les lignes rouges encadrent les isotopes ayant un même nombre de neutrons (dits isotones) $N = 14$ et $N = 16$.

Malgré un nombre limité d'isotopes pour chaque élément chimique, les noyaux légers présentent de fortes disparités. Les noyaux stables possèdent les caractéristiques

suivantes :

- le rapport N/Z entre le nombre de protons et le nombre de neutrons varie légèrement autour de 1.
- l'énergie de liaison des nucléons est similaire pour tous les noyaux et se situe autour de 8 MeV/nucéon . De plus, l'énergie de séparation nécessaire pour arracher un proton ou un neutron au système est sensiblement identique².
- le rayon des noyaux peut être décrit par la formule empirique $R = r_0 A^{1/3}$ [1] où r_0 est le rayon effectif d'un nucléon³ et A le nombre total de nucléons. Une telle modélisation suppose une répartition volumique homogène des nucléons dans le noyau (indépendamment de leur nature).
- la présence de plusieurs états excités liés. Ces états, dont l'énergie d'excitation varie d'un isotope à l'autre, décroissent principalement par émission de rayonnement gamma.

La figure 1.0.1 nous montre que la *drip line* proton s'avère beaucoup plus proche de la vallée de stabilité. Elle est plus facile à atteindre expérimentalement et les isotopes déficitaires en neutrons sont désormais relativement bien connus. L'étude de la structure des noyaux s'est donc tournée vers l'étude des noyaux riches en neutrons.

Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité pour se diriger vers la *drip line* neutron les propriétés des noyaux évoluent très rapidement. En premier lieu, les noyaux ne sont plus stables et deviennent radioactifs (principalement par radioactivité β^-). Si les temps de vie des noyaux proches de la stabilité varient de quelques années à quelques secondes, la durée de vie des isotopes riches en neutrons chute rapidement en dessous de la seconde, pour atteindre des temps de l'ordre de la milliseconde près de la limite d'existence des noyaux. Une telle évolution traduit l'instabilité croissante des isotopes considérés.

Si les isotopes stables de la vallée de stabilité présentent un rapport N/Z relativement constant autour de 1, l'observation d'une tendance semble moins évidente en ce qui concerne les noyaux aux bords de la *drip line* neutron. Il apparaît cependant que ceux-ci présentent tous un rapport N/Z compris entre 2 et 3.

L'énergie de liaison des nucléons près de la *drip line* neutron apparaît elle aussi très différente de ce qui est observé pour la vallée de stabilité. Plus le rapport N/Z augmente, plus l'énergie de séparation des neutrons diminue, et plus l'énergie de séparation des protons augmente. Ce phénomène provient de l'interaction n-p qui est attractive. Ainsi

2. Pour la suite nous définirons pour un noyau ${}^A_Z X$ l'énergie de séparation S_n d'un neutron de la façon suivante :

$$S_n = M({}^{A-1}_Z X) + M_n - M({}^A_Z X)$$

où M_n est la masse du neutron, $M({}^{A-1}_Z X)$ et $M({}^A_Z X)$ les masses respectives des noyaux ${}^{A-1}_Z X$ et ${}^A_Z X$. L'énergie de séparation neutron correspond à l'énergie minimale à fournir au système pour arracher un neutron. Cette définition peut être généralisée aux protons (S_p) ou à tout constituant du noyau

3. $r_0 \sim 1.2 \text{ fm}$

les valeurs de S_p et S_n varient de 0 à 40 MeV [2] pour les noyaux les plus riches en neutrons.

Le rayon du noyau ne peut plus être calculé à partir du nombre de nucléons dans le système. Les distributions radiales des neutrons et des protons se distinguent singulièrement et certains phénomènes exotiques peuvent apparaître. Parmi lesquels, les noyaux à halo de neutrons : la distribution radiale des neutrons présente une traine qui s'étend bien plus loin que la distribution radiale des protons. Le noyau peut alors être représenté comme un cœur plus léger autour duquel orbite un ou plusieurs neutrons. Les noyaux légers présentant un halo de un ou plusieurs neutrons ont été mis en évidence dans la figure 1.1.1.

En ce qui concerne les états excités liés, ces derniers deviennent de plus en plus rares au fur et à mesure que les isotopes se rapprochent de la *drip line* neutron. Les derniers isotopes liés d'un élément, quant à eux, ne possèdent généralement aucun état excité lié. Ainsi l'étude de la structure des isotopes riches en neutrons passe souvent par la spectroscopie d'états non liés.

Finalement toutes ces observations traduisent l'instabilité croissante des systèmes nucléaires à l'approche de la limite d'existence des noyaux. Cependant cette instabilité n'est pas un simple phénomène linéaire : l'observation de la figure 1.1.1 permet de remarquer que le dernier isotope lié est souvent précédé par un isotope non lié. Afin de comprendre l'origine de ce motif récurrent, il est nécessaire de s'intéresser à la modélisation utilisée pour décrire les noyaux.

1.1.2 Structure en physique nucléaire

Comme tout objet du monde subatomique les noyaux sont des systèmes régis par les règles de la mécanique quantique. En particulier l'évolution du système peut être obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger. Considérons le cas simpliste d'une particule de masse m plongée dans un potentiel extérieur dépendant seulement de la position de cette dernière. L'équation de Schrödinger s'écrit pour cette particule de la façon suivante [3] :

$$-\frac{\hbar}{m} \Delta \psi(\vec{r}, t) + V(\vec{r}) \psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1.1.1)$$

où $V(\vec{r})$ est le potentiel subi par la particule et $\psi(\vec{r}, t)$ la fonction d'onde de celle-ci.

Dans le cas d'un problème à plusieurs particules interagissant les unes avec les autres, le problème est plus complexe car le potentiel ressenti par une des particules dépend de l'état de chacune des autres particules, qui est lui même interdépendant des autres. Ce problème est connu sous le nom de *problème à N corps* et se rencontre dans de nombreuses branches de la physique. La complexité du problème croît avec le nombre de particules si bien que, s'il est possible d'appréhender la solution pour un très petit nombre de particules, il est impossible à résoudre analytiquement dans le cas général. Le problème est alors résolu de manière numérique par différentes techniques. On peut notamment

citer pour les noyaux légers les techniques dites *ab initio* : NCSM (*no core shell model*), GFMC (*Green-function Monte Carlo*), *Coupled-Cluster*... Ces différentes techniques se heurtent cependant à différents problèmes, que ce soit d'ordre conceptuel ou bien de convergence numérique.

La seconde difficulté est propre à la physique nucléaire : il n'existe pas de forme analytique pour le potentiel d'interaction entre deux nucléons d'un point de vue fondamental. L'étude de l'interaction forte, qui confine les quarks au sein du noyau, est faite dans le cadre de la théorie de la *chromodynamique quantique* (QCD). Malgré les réussites de cette théorie à des échelles plus petites [4], la QCD ne permet pas de traiter, à ce jour, des systèmes contenant de nombreux nucléons. Les récents progrès de la QCD sur réseau LQDC permettent de traiter des systèmes jusqu'à quatre nucléons mais se heurtent pour les systèmes plus lourds à des problèmes numériques. Ainsi l'ensemble des théories et modèles utilisés en physique nucléaire se base sur des potentiels d'interaction effectifs.

Ces deux difficultés fondamentales rendent la compréhension des propriétés des noyaux très complexe. Historiquement le modèle qui rencontra en premier lieu un véritable succès fut le modèle à particules indépendantes. Dans ce modèle les particules sont considérées indépendantes les unes des autres et baignent dans un potentiel moyen (aussi appelé *champ moyen*). La fonction d'onde du système peut alors s'exprimer à partir des fonctions d'ondes indépendantes de chaque particule. L'hamiltonien du système est alors écrit comme une somme d'opérateurs indépendants à une particule :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^n \hat{T}_i + \sum_{i=1}^n \sum_{j<i}^n \hat{V}_{ij} \approx \sum_{i=1}^n \hat{T}_i + \hat{U}_i \quad (1.1.2)$$

où \hat{H} est l'hamiltonien du système, \hat{T}_i la partie cinétique associée à la particule i , \hat{V}_{ij} le potentiel d'interaction entre les particules i et j et finalement \hat{U}_i le potentiel effectif ressenti par la particule i .

En considérant que le potentiel est de symétrie sphérique, et en y ajoutant un terme de couplage spin orbite, il est possible de montrer [1] que les niveaux d'énergie du système peuvent être obtenus comme la somme des énergies e_{nlj} des particules indépendantes. Ces dernières sont obtenues à partir du digramme présenté en figure 1.1.2 :

où chaque orbitale est caractérisée par les nombres quantiques n , ℓ , et j , une énergie, et peut accueillir $2j + 1$ particules. L'énergie totale s'obtient en remplissant les orbitales avec les nucléons du système. Dans ce modèle les neutrons et les protons sont découplés de sorte que chaque type de nucléon remplit un diagramme indépendant. Les orbitales sont ordonnées par ordre croissant d'énergie ce qui induit que l'énergie de la particule indépendante d'une orbitale supérieure est toujours plus importante que celle d'une orbitale inférieure. Les nucléons de la dernière orbitale occupée sont généralement appelés *nucléons de valence*, qu'on oppose aux nucléons du cœur.

Dans ce modèle le niveau fondamental d'un noyau est obtenu en minimisant l'énergie totale obtenue, c'est à dire en remplissant de manière croissante les orbitales avec les

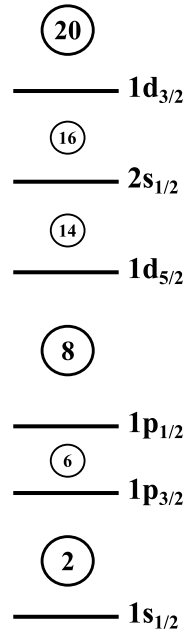


FIGURE 1.1.2: Énergies d'un modèle à particules indépendantes. Chaque niveau d'énergie (dit orbitale) est caractérisé par les nombres quantiques nlj . Les orbitales sont classées de bas en haut par ordre croissant d'énergie uniparticule. Les nombres séparant chaque orbitale correspondent aux nombres de nucléons utilisés si toutes les orbitales inférieures sont remplies.

neutrons et les protons. Les états excités, eux, sont obtenus à partir de cette configuration fondamentale en réalisant la promotion d'un ou plusieurs nucléons de valence sur des orbitales supérieures. Afin de pouvoir distinguer les différentes configurations nous utiliserons la notation suivante dans la suite du document :

$$\pi(nlj)^{N_p} \otimes \nu(nlj)^{N_n}$$

où $\pi(nlj)$ et $\nu(nlj)$ représentent respectivement les orbitales des protons et des neutrons de valence, et N_p et N_n les nombres de protons et de neutrons dans chaque orbitale. Cette écriture condensée a l'avantage de ne pas détailler les orbitales internes du noyau qui sont supposées pleinement remplies. Ainsi le noyau ^{14}C , considéré dans son état fondamental, s'écrit avec cette nomenclature : $\pi(1p_{3/2})^4 \otimes \nu(1p_{1/2})^2$.

Il existe des effets d'appariement entre nucléons d'une même orbitale abaissant l'énergie individuelle de ces derniers lorsqu'ils sont associés par paires. C'est cet effet qui est à l'origine du schéma binaire que nous pouvons observer le long de la *drip line* neutron : les isotopes possédant un nombre pair de neutrons sont liés contrairement aux isotopes présentant un nombre impair.

Le modèle à particules indépendantes fut historiquement construit afin de reproduire les propriétés des noyaux de la vallée de stabilité [5, 6]. Il parvient notamment à faire apparaître de manière remarquable les nombres, dits *magiques*, observés expérimentalement : 2, 8, 20, 28, 50, 82. Les noyaux dont le nombre de neutrons ou de protons correspond aux nombres magiques montrent des propriétés très singulières. A titre d'exemple,

la figure 1.1.3 représente l'évolution de l'énergie de séparation S_{2n} des isotopes en fonction du nombre de neutrons. Cette évolution fait apparaître une rupture brutale de la tendance générale après $N = 50$.

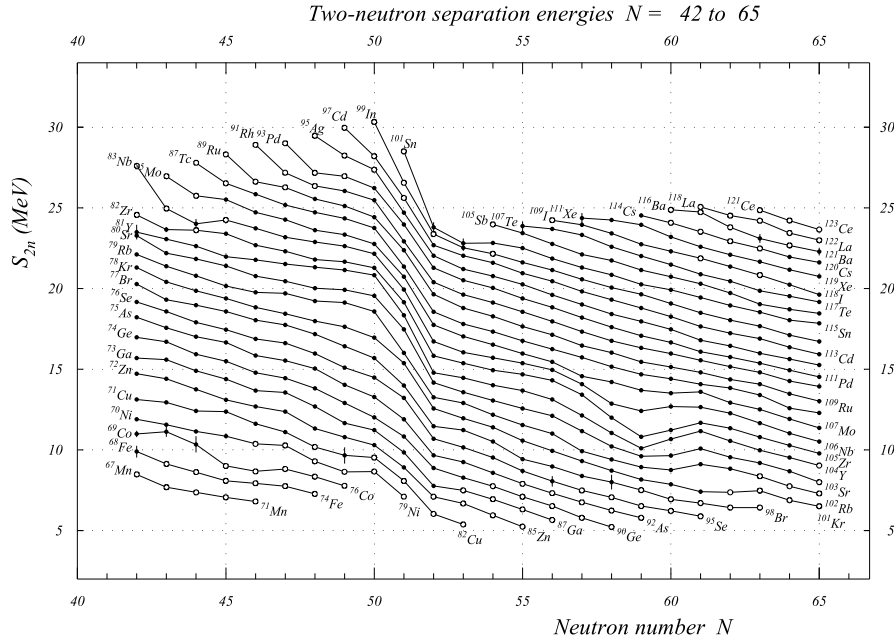


FIGURE 1.1.3: Évolution de l'énergie de séparation S_{2n} de deux neutrons pour différentes chaînes isotopiques. Les isotopes considérés présentent un nombre de neutrons variant entre $N = 42$ et $N = 65$ [7]. La rupture de tendance que l'on observe aux alentours de $N = 50$ marque la présence d'un nombre magique.

Si l'on se réfère au diagramme présenté en figure 1.1.2 les nombres magiques correspondent au nombre de nucléons nécessaires pour remplir certaines orbitales : $1s_{1/2}$, $1p_{1/2}$, $1d_{3/2}$... Ces orbitales sont toutes caractérisées par une séparation en énergie importante avec l'orbitale suivante. Ainsi la promotion d'un nucléon sur une orbitale supérieure est particulièrement coûteuse en énergie.

Cependant ce modèle simpliste montre ses limites lorsqu'on l'éloigne de la vallée de stabilité. L'ordre des orbitales, ainsi que l'énergie les séparant, évoluent lorsqu'on se dirige vers la *drip line* neutron. Dans le cas particulier des isotopes d'oxygène, différentes observations expérimentales [8, 9, 10] montrent que les nombres $N = 14$ et $N = 16$ se comportent comme de nouveaux nombres magiques alors que le nombre magique $N = 20$ disparaît [11]. Différents calculs théoriques [12][13] expliquent ce phénomène signant l'évolution de l'énergie des orbitales à particules indépendantes.

1.1.3 Les noyaux à halo

La découverte des noyaux à halo remonte à 1985 lorsque Tanihata et collaborateurs réalisèrent la mesure des sections efficaces d'interaction des isotopes de lithium [14]. Les résultats obtenus montrèrent que la section efficace de réaction du ${}^{11}\text{Li}$ était plus importante d'environ 30% que celle des autres isotopes du lithium et notamment de

celle de l'isotope lié ${}^9\text{Li}$. Afin d'interpréter ce résultat, la section efficace de réaction d'un noyau fut approximée à partir de la formule suivante :

$$\sigma_I(p, t) = \pi [R_I(p) + R_I(t)]^2 \quad (1.1.3)$$

où $\sigma_I(p, t)$ représente la section efficace d'interaction et dépend du rayon du noyau projectile $R_I(p)$ ainsi que du rayon du noyau cible $R_I(t)$. Tanihata et collaborateurs, supposèrent que la variation observée provenait d'une déformation importante du noyau, ou bien, d'une longue traîne de la distribution radiale de ce dernier (provenant de nucléons peu liés). Hansen et collaborateurs attribuent ce phénomène à une grande extension spatiale des deux neutrons de valence, formant un halo autour du cœur [15]. Rapidement d'autres candidats sont découverts [16, 17, 18]. La mesure du moment magnétique et du moment quadripolaire du ${}^{11}\text{Li}$ invalida l'interprétation selon laquelle le noyau serait fortement déformé [19, 20]. Finalement la mesure des sections efficaces de changement de charge des isotopes ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$ montra que les distributions de charge des trois isotopes sont semblables [21] et donc que le phénomène observé pour le ${}^{11}\text{Li}$ provient d'un changement de la distribution des neutrons.

Depuis, de nombreuses études expérimentales et théoriques ont permis de mieux comprendre le phénomène de halo. Celui-ci peut se produire pour un ou deux neutrons et la possibilité de noyau à halo de quatre neutrons est discutée. A titre d'exemples, les noyaux de ${}^{11}\text{Be}$ et de ${}^{19}\text{C}$ développent un halo d'un neutron, et les noyaux ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$ développent un halo de deux neutrons.

L'origine du phénomène de halo provient essentiellement de deux propriétés :

- les derniers neutrons sont caractérisés par une énergie de liaison très faible.
- le moment orbital de ces neutrons est faible, typiquement $l = 0$ ou 1 (orbitale s , ou p)

La première condition s'explique par le fait qu'une particule très faiblement liée dans un potentiel possède une fonction d'onde dont l'extension spatiale est plus grande que la portée de ce dernier. La seconde condition s'explique grâce à la barrière centrifuge (C) à laquelle les neutrons dans le noyau sont soumis. Cette dernière augmente lorsque le moment angulaire des neutrons augmente ($C \sim l(l + 1)$), confinant ces derniers près du noyau. Les calculs menés par Fedorov et collaborateurs [22] soutiennent cette interprétation en prédisant qu'un halo de neutrons ne peut se développer que si les neutrons de valence se trouvent sur une orbitale s ou une combinaison d'orbitales s et p .

Cette conclusion est cohérente avec l'évolution des orbitales du modèle à particules indépendantes. En effet, en utilisant les orbitales telles que présentées dans la figure 1.1.2 il apparaît que la plupart des noyaux légers ne pourraient présenter de halo (ne pouvant remplir la condition d'un faible moment cinétique). En fait, la présence de nombreux noyaux à halo dans les noyaux riches en neutrons provient de l'abaissement en énergie de l'orbitale $2s_{1/2}$. Pour certains isotopes, cette orbitale devient alors dégénérée en énergie

avec l'orbitale $1d_{5/2}$. Cette dégénérescence peut entraîner que la fonction d'onde des neutrons de valence soit partagée entre les orbitales s et d , permettant ainsi le développement d'un halo (exemple le ^{14}Be [23]).

Parmi les noyaux à halo, le cas des noyaux à halo de deux neutrons est particulier. En effet, tous les systèmes à halo de deux neutrons sont des systèmes borroméens. Les systèmes borroméens sont des systèmes à trois corps, liés, dont l'ensemble des sous-systèmes à deux corps sont non liés. Si le ^{22}C est lié dans son état fondamental, le ^{21}C est non lié ainsi que le dineutron ^2n .

Les noyaux à halo de deux neutrons connus à ce jour sont : ^6He , ^8He , ^{11}Li , ^{14}Be , ^{17}B , ^{19}B et ^{22}C . Parmi ces derniers le ^8He et le ^{19}B jouent un rôle particulier, le cœur sur lequel est construit le système borroméen étant lui un noyau à halo de deux neutrons.

Les noyaux à halo étant caractérisés par leurs sous-systèmes non liés, il est nécessaire pour les comprendre de se pencher sur l'étude des états non liés.

1.1.4 Les états non liés

Dans la sous-section précédente nous avons vu comment construire l'énergie d'un noyau avec un modèle à particules indépendantes. En tant qu'objet quantique, ce dernier est caractérisé par différents états présentant des énergies quantifiées.

Les états non liés apparaissent lorsque le système formé se trouve au delà du seuil d'émission neutron (voir section 1.1.1). Le neutron n'est alors plus retenu par le cœur et l'énergie du système de deux particules n'est plus quantifiée (on parle alors de *continuum*). Cependant il existe un intervalle de temps très bref pendant lequel le neutron reste à proximité du cœur et à portée du potentiel nucléaire, laissant la possibilité de former un état métastable (ou résonance). Cet état est caractérisé par une énergie dite de *résonance* E_r et une largeur Γ . La relation entre la durée de vie τ de l'état et la largeur de ce dernier est gouvernée par le principe d'Heisenberg :

$$\Gamma \tau \sim \hbar \quad (1.1.4)$$

Le temps caractéristique des états non liés est de l'ordre de 10^{-20} - 10^{-22} s ce qui correspond au temps caractéristique de l'interaction forte.

Afin de comprendre le phénomène des états non liés, il est possible de s'appuyer sur un modèle simple où l'on considère le mouvement relatif entre le cœur et le neutron. Les caractéristiques de l'état non lié dépendent du potentiel nucléaire subi par le neutron. De plus, le neutron étant doté d'un moment angulaire ℓ relatif par rapport au cœur, il subit aussi l'effet d'un potentiel centrifuge. Le potentiel effectif ressenti par le neutron peut alors s'exprimer [24] :

$$V_{eff}(r) = V_N(r) + V_l(r) = V_N(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (1.1.5)$$

où r est la distance radiale cœur-neutron, $V_N(r)$ le potentiel nucléaire subi par le neutron

et $V_l(r)$ le potentiel centrifuge. Un tel potentiel est représenté pour différentes valeurs de l dans la figure 1.1.4.

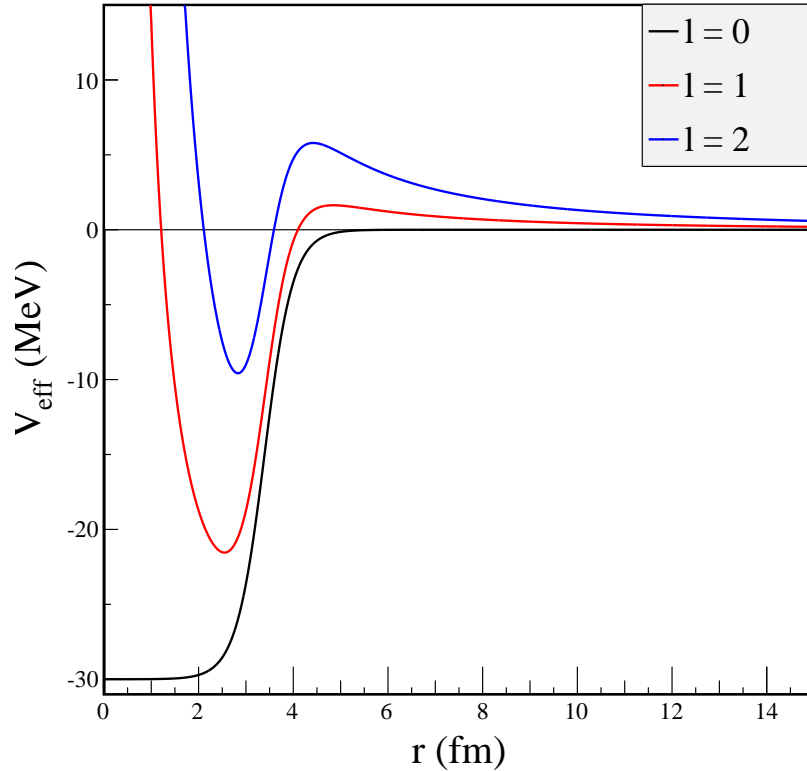


FIGURE 1.1.4: Potentiel effectif subi par un neutron en fonction de la distance le séparant d'un cœur de ^{20}C . Le potentiel se décompose en une partie nucléaire (modélisée par un potentiel de Woods-Saxon [1]) et une partie centrifuge dont la formulation reprend celle de l'équation 1.1.6. Cette dernière dépendant du moment angulaire relatif l entre le neutron et le cœur, différentes valeurs sont représentées.

On remarque que plus le moment angulaire est grand, plus la barrière centrifuge est grande et plus le neutron est confiné près du noyau. La pénétrabilité de cette barrière étant inversement proportionnelle à sa hauteur on peut donc en déduire que plus le moment angulaire relatif est grand, plus le temps de vie associé à l'état non lié sera important. Dans le cas où le moment angulaire est nul ($l = 0$) le potentiel centrifuge disparaît et le neutron n'est plus confiné auprès du noyau. Cela signifie qu'avec ce modèle simple il n'est en principe pas possible d'avoir de résonances pour $l = 0$. En pratique ce modèle ne tient pas compte de la structure du cœur, et certains modèles prenant en compte le couplage avec différentes configurations du cœur prédisent l'existence de telles résonances.

D'un point de vue expérimental l'observation des états non liés ne peut être effectuée de manière directe à cause de leurs temps caractéristiques beaucoup trop courts. Cependant il est possible de reconstruire des informations sur le système non lié en observant les corrélations entre le neutron et le fragment émis suite à la production d'un tel état. En

particulier l'observation de l'énergie relative permet de mettre en évidence des structures dans le continuum.

Les états non liés sont généralement décrits comme des états de diffusion d'un neutron sur un cœur. La section efficace différentielle de réaction peut s'écrire pour une onde l :

$$\frac{d\sigma_l}{dE_{rel}} = \frac{4\pi}{k_{rel}^2} \sin^2 \delta_l(E_{rel}) \quad (1.1.6)$$

où k_{rel} est le moment relatif cœur-neutron, E_{rel} l'énergie relative entre le cœur et le neutron et δ_l le déphasage de l'onde incidente suite à l'effet du potentiel sur le neutron. Lorsque le moment angulaire est non nul, ce déphasage est négligeable partout sauf autour de l'énergie de résonance sur une plage en énergie Γ . Nous verrons par la suite qu'il est possible de paramétrer la section efficace de réaction avec l'aide du formalisme de la matrice R voir 5.1.3.

Lorsque le moment angulaire est nul, et le potentiel considéré simple et sphérique, les résonances ne peuvent pas *a priori* exister. On parle alors d'états virtuels. Pour ces états, le déphasage de l'onde varie lentement avec l'énergie relative sur une large plage en énergie. Il est possible de caractériser ces états en faisant appel à une grandeur appelée la longueur de diffusion (a_s). Cette grandeur caractérise le potentiel attractif exercé par le cœur et sa capacité à lier le système. Pour de faibles énergies ($k_{rel} \rightarrow 0$) :

$$\delta_0 \rightarrow -a_s k_{rel} \quad (1.1.7)$$

Les états virtuels présentent une section efficace très importante près du seuil d'émission neutron, qui décroît lentement à plus haute énergie. Pour des longueurs de diffusion très faibles, il est possible de relier la valeur de ces dernières à l'énergie relative du système en utilisant l'approximation suivante [25] :

$$E_{rel} \approx \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2} \quad (1.1.8)$$

ainsi une longueur de diffusion de -20 fm dans le système non lié ^{18}B produit à partir du ^{19}C correspond à une énergie relative $E_r \approx 60$ keV.

1.2 Motivation de l'étude

Dans cette section nous détaillons les différentes motivations de l'étude des isotopes ^{18}B , ^{19}B ainsi que ^{21}C , ^{22}C . La première partie de la section traite de la modélisation des systèmes à trois corps alors que la deuxième s'intéresse à l'évolution de la structure en couches à l'approche de la *drip line* neutron

1.2.1 Systèmes à trois corps

Le ^{19}B et le ^{22}C sont les derniers isotopes liés de carbone et de bore et ont été découverts au milieu des années 80 [26, 27]. Au moment où l'étude a été réalisée, ces isotopes sont les noyaux à halo de deux neutrons les plus lourds connus. Leurs ratio N/Z étant particulièrement élevé il a fallu attendre plus d'une décennie après leur découverte, pour que les premières mesures sur ces noyaux soient réalisées.

La première mesure sur le ^{19}B fut effectuée par Suzuki et collaborateurs à travers la mesure de la section efficace de réaction à très haute énergie [28]. Le rayon de l'isotope a été déduit de cette mesure, montrant une extension spatiale supérieure à celle du ^{17}B et suggérant la présence d'un halo de deux neutrons (voir figure 1.2.1). Ultérieurement une mesure de masse fut réalisée par Gaudefroy et collaborateurs (voir figure 1.2.3) montrant que l'énergie de liaison de l'isotope était particulièrement faible⁴ : $S_{2n} = 0.14 \pm 0.39 \text{ MeV}$ [29]. En utilisant le modèle simple de Hansen et Jonson [15] cette mesure du rayon fut utilisée afin d'estimer la configuration des neutrons de valence du noyau. Les conclusions semblaient soutenir une configuration fortement dominée par $\nu(1d_{5/2})^2$ pour les deux neutrons du halo.

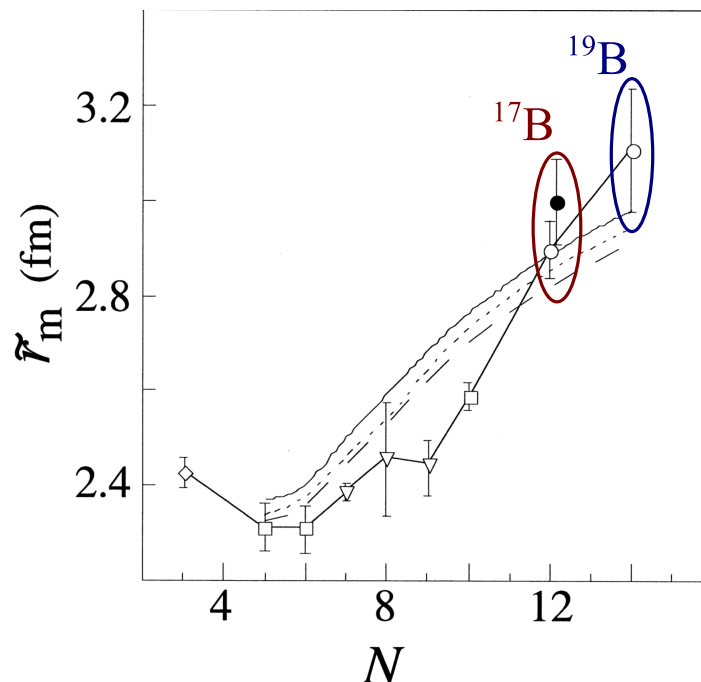


FIGURE 1.2.1: Évolution du rayon des isotopes de bore en fonction du nombre de neutrons du noyau. Les résultats entourés sont ceux obtenus par Suzuki et collaborateurs pour les isotopes de ^{17}B et ^{19}B . La valeur importante du rayon de ces deux isotopes, comparée à celles des autres isotopes de bore, indique la présence d'un halo de neutrons. Les différentes lignes représentent des calculs théoriques réalisés pour interpréter les résultats expérimentaux. Pour plus de détails voir l'article [28].

En ce qui concerne le ^{22}C la première étude expérimentale fut une mesure de section efficace de réaction. Cette dernière fut réalisée récemment par Tanaka et collaborateurs

4. condition nécessaire à la formation d'un halo

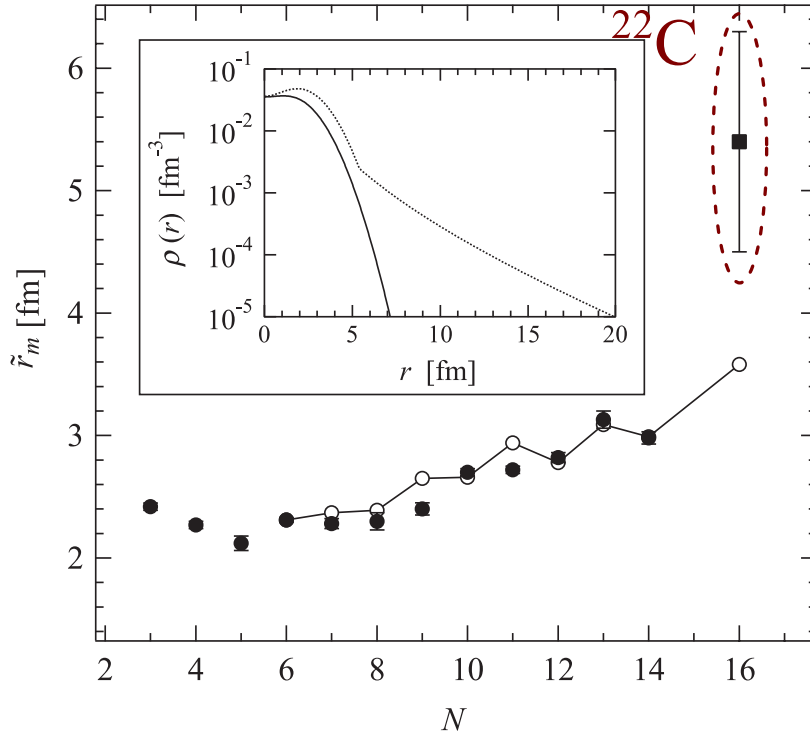


FIGURE 1.2.2: Évolution du rayon des isotopes de carbone en fonction du nombre de neutrons. Les cercles pleins correspondent aux mesures expérimentales et les cercles vides à des prédictions théoriques. L'isotope entouré en rouge est celui de ^{22}C . La valeur mesurée du rayon de ce noyau étant significativement plus grande que celle des autres isotopes de carbone, elle laisse supposer la formation d'un halo de neutrons. Pour plus de détails voir l'article [30].

[30] à 40 MeV/nucléon. Les résultats montrèrent une section efficace beaucoup plus large que celle du ^{20}C et du ^{19}C (voir figure 1.2.2). La mesure de la masse par Gaudefroy et collaborateurs [29] montra que l'énergie de liaison était particulièrement faible ($S_{2n} \leq 0.32$ MeV) soutenant une image de noyau à halo. Dans les deux articles précédents, les interprétations amenèrent à indiquer que la structure des neutrons de valence de l'isotope était fortement dominée par la configuration $\nu(2s_{1/2})^2$ pour les deux neutrons du halo.

Afin de pouvoir construire une modélisation de ces systèmes à trois corps il est important de disposer d'une description précise des interactions dans les sous-systèmes non liés ($^{17}\text{B}+n+n$ et $^{20}\text{C}+n+n$). Si l'interaction neutron-neutron a déjà été étudiée par l'intermédiaire de réactions où deux neutrons interagissent dans l'état final, les sous-systèmes cœur-neutron ^{18}B et ^{21}C sont très mal connus.

Différentes études théoriques ont souligné l'importance de l'étude de ces sous-systèmes non liés afin de comprendre la structure des noyaux à halo de deux neutrons. On peut notamment mentionner l'étude théorique réalisée par Thompson et collaborateurs qui ont montré que l'introduction d'un état virtuel, près du seuil neutron, dans le ^{10}Li et le ^{13}Be affectait la structure des noyaux ^{11}Li [31], ^{14}Be [32, 23].

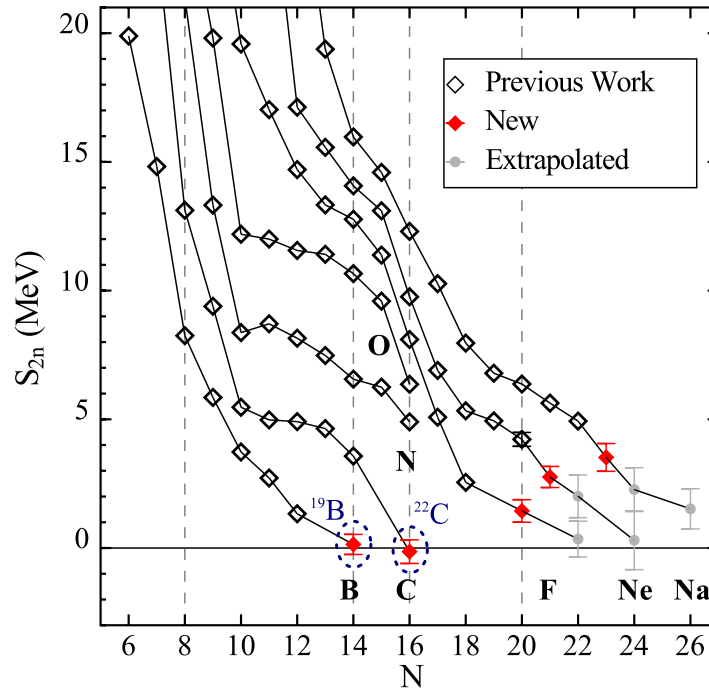


FIGURE 1.2.3: Évolution des énergies de séparation de deux neutrons S_{2n} en fonction du nombre de neutrons pour différentes chaînes isotopiques [29]. La diminution générale de cette énergie de séparation traduit la diminution de l'énergie de liaison des neutrons dans les isotopes à l'approche de la drip-line. La valeur particulièrement faible de S_{2n} pour les isotopes ^{19}B et ^{22}C (entourés en bleu) est l'une des conditions nécessaires à la formation d'un halo de neutrons.

1.2.2 Évolution des orbitales de la couche s - d

Outre leur rôle dans la compréhension des systèmes à trois corps, les isotopes ^{18}B , ^{19}B et $^{21}\text{C}, ^{22}\text{C}$ représentent un intérêt important en terme d'évolution de la structure en couches autour de $N = 14$ et $N = 16$.

Dans la sous section 1.1.2 nous avons mentionné que la vision du modèle à particules indépendantes montrait ses limites pour les noyaux riches en neutrons, avec notamment une évolution de l'ordre des orbitales. En particulier, les isotopes d'oxygène et de carbone présentent de nouveaux nombres magiques $N = 14$ et $N = 16$ loin de la stabilité. Cette observation fut faite par Stanoiu et collaborateurs dans le cadre d'une étude par spectroscopie des rayonnements gamma portant sur les isotopes riches en neutrons du carbone et de l'oxygène. (voir figure 1.2.4).

La comparaison de l'évolution de l'énergie du premier état excité 2^+ des isotopes d'oxygène d'un part, et des isotopes de carbone d'autre part, permet de mettre en avant deux tendances distinctes. Afin de les interpréter, Stanoiu et collaborateurs se sont appuyés sur les prédictions d'un calcul de modèle en couches. L'énergie du premier état excité des isotopes pair-pair est généralement utilisée pour quantifier la position relative des différentes orbitales. En effet l'excitation d'un isotope correspond, en utilisant un modèle en couches naïf, à la promotion d'un nucléon sur l'orbitale supérieure et permet donc d'estimer l'énergie séparant les deux orbitales. L'étude de Stanoiu et collaborateurs

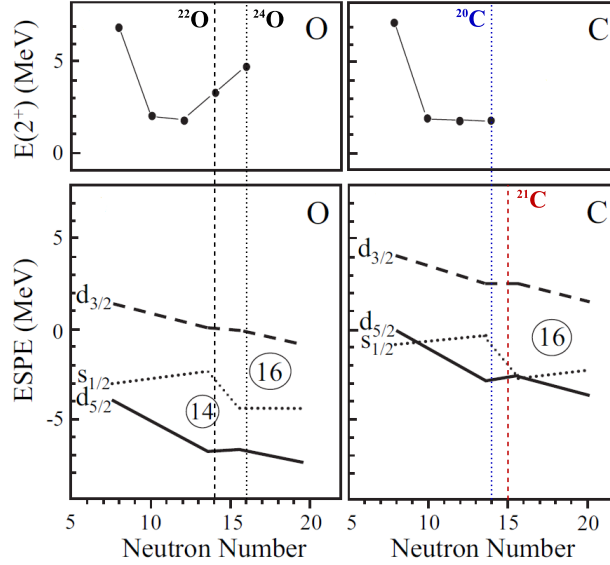


FIGURE 1.2.4: Comparaison des énergies mesurées du premier état excité 2^+ pour les chaînes isotopiques de l'oxygène et du carbone. Cette comparaison est mise en relief avec l'évolution des énergies des orbitales effectives neutron uni-particule prédites par un calcul de modèle en couches. L'énergie du 2^+ des isotopes de ^{22}O et ^{24}O , mis en évidence par les lignes verticales, est significativement plus importante que celle des autres isotopes d'oxygène et marque l'apparition des nombres magiques $N = 14$ et $N = 16$. Figure adaptée de [8] avec les résultats de [33].

a montré que les isotopes d'oxygène présentent l'apparition de nouveaux nombres magiques $N = 14$ et $N = 16$, ceux-ci provenant de l'évolution relative des orbitales neutron uni-particule $2s_{1/2}$, $1d_{5/2}$ et $1d_{3/2}$. Les isotopes de carbone montrent, quant à eux, un rapprochement de ces deux premières orbitales qui deviennent dégénérées pour $N = 16$.

L'évolution des orbitales pour les isotones $N = 14$ a été partiellement étudiée. Dans un premier temps, l'isotope de ^{20}C fut étudié par spectroscopie gamma [34]. Puis, dans un second temps, l'isotope de ^{21}N fut étudié à partir de la même méthode [35]. Ces études montrèrent une diminution de l'écart entre les orbitales $1d_{5/2}$ et $2s_{1/2}$ marquant une diminution du caractère magique $N = 14$.

En ce qui concerne le nombre magique $N = 16$, la mesure de l'état excité 2^+ du ^{22}C permettrait d'observer si l'écart entre les orbitales $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$ est similaire à celui vu pour l' ^{24}O . Une expérience de mesure de la section efficace de cassure du ^{22}C réalisée par Kobayashi et collaborateurs semble indiquer à ce titre que l'état fondamental du noyau serait dominé par une configuration neutron $(2s_{1/2})^2$ [36].

1.3 Méthode expérimentale

Les isotopes que nous cherchons à étudier étant particulièrement éloignés de la vallée de stabilité, ils sont caractérisés par des temps de vie très courts. L'étude expérimentale des états non liés fait donc face à deux problématiques distinctes :

- la production de systèmes instables par émission de neutrons.

— la caractérisation de ces systèmes une fois ceux-ci produits.

Dans cette section nous présentons les choix expérimentaux qui ont été faits afin de résoudre ces deux problématiques. Le choix du mécanisme de production étant relié à la méthode utilisée pour caractériser les états non liés, nous commencerons par cette dernière.

1.3.1 Spectroscopie par masse invariante

Il n'est pas possible de mesurer directement l'énergie des états non liés car ceux-ci décroissent aussitôt produits. La méthode que nous avons utilisée pour notre campagne de mesures est donc fondée sur la mesure de la cinématique complète de la réaction, c'est à dire, de la détection et la caractérisation de tous les produits de la décroissance en vol. La relation relativiste entre la masse m , l'impulsion \vec{p} et l'énergie E d'un système s'écrit dans le cas général :

$$E^2 = \vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.3.1)$$

par la suite nous poserons $c = 1$. A partir de cette formule nous pouvons écrire la masse d'un système à partir du quadrivecteur (E, \vec{p}) :

$$M^2 = (E, \vec{p})^2 = E^2 - \vec{p}^2 \quad (1.3.2)$$

nous en déduisons la masse M_{inv} d'un système non lié de n particules de la façon suivante :

$$M_{inv} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right)^2} \quad (1.3.3)$$

où E_i représente l'énergie associée à la particule i et p_i l'impulsion de cette même particule. Cette grandeur représentant la masse du système il est possible d'accéder à l'énergie relative E_{rel} entre les particules en soustrayant à M_{inv} la masse au repos m_i de chacune des particules :

$$E_{rel} = M_{inv} - \sum_{i=1}^n m_i \quad (1.3.4)$$

Afin de mieux comprendre cette quantité, nous prenons l'exemple d'un système à deux corps (un fragment et un neutron en voie de sortie) pour lesquels nous appliquons l'approximation classique. L'équation 1.3.4 se transforme alors de la façon suivante :

$$E_{rel} \approx \frac{1}{2} \mu v_{rel}^2 = \frac{1}{2} \mu (v_n^2 - v_f^2) \quad (1.3.5)$$

où v_{rel} correspond à la vitesse relative entre la vitesse du fragment v_f et celle du neutron v_n . μ est la masse réduite du système que l'on peut exprimer en fonction des masses individuelles du neutron m_n et du fragment m_f grâce à l'équation suivante :

$$\mu = \frac{m_n m_f}{m_n + m_f} \quad (1.3.6)$$

L'énergie relative apparait donc comme une grandeur caractérisant le mouvement relatif des particules en voie de sortie. Dans les calculs suivants nous allons montrer que cette grandeur correspond aussi à l'énergie disponible dans la décroissance d'un système non lié. Pour cela, nous allons réécrire l'énergie relative en fonction de l'énergie d'excitation E_x du système à partir de la masse M du système au repos [37] :

$$E_x = M_{inv} - M = E_{rel} + \sum_{i=1}^n m_i - M \quad (1.3.7)$$

Dans notre cas nous considérons des isotopes non liés par rapport à l'émission d'un neutron, nos produits de réaction étant donc un fragment chargé et un neutron. Les équations précédentes s'écrivent alors :

$$M_{inv} = \sqrt{(E_n + E_f)^2 - (\vec{p}_n + \vec{p}_f)^2} \quad (1.3.8)$$

$$E_{rel} = M_{inv} - (m_n + m_f) \quad (1.3.9)$$

Il en ressort que cette grandeur correspond au mouvement relatif des particules en voie de sortie. Ce mouvement dépend de l'énergie dont le système non lié dispose pour décroître. D'un point de vue expérimental la masse invariante et l'énergie relative ont l'avantage d'être des invariants relativistes, et donc, de ne pas dépendre du référentiel utilisé. Ainsi la caractérisation des particules dans le laboratoire nous permet de sonder le continuum des noyaux non liés.

Cette méthode a été utilisée avec succès pour étudier de nombreux noyaux non liés, l'observation de la section efficace différentielle en énergie relative permettant de mettre en évidence la présence d'états dans le continuum. Un exemple est présenté en figure 1.3.1.

La spectroscopie en masse invariante requiert la détection de tous les produits de la décroissance. Dans la plupart des cas cela signifie qu'il faut détecter un fragment chargé et un ou plusieurs neutrons. Il est cependant possible que la décroissance se fasse vers un état excité lié du fragment. Dans ce cas cet état va décroître par l'émission d'un rayonnement gamma dont il faut tenir compte pour le calcul de la masse invariante :

$$M_{inv} = \sqrt{(E_n + E_f + E_\gamma)^2 - (\vec{p}_n + \vec{p}_f + \vec{p}_\gamma)^2} \quad (1.3.10)$$

où E_γ correspond à l'énergie du rayonnement gamma détecté et \vec{p}_γ à son impulsion. Comme nous ne connaissons pas *a priori* le schéma de décroissance des états non liés sondés, nous reconstruirons dans un premier temps l'énergie relative en supposant que le fragment a été peuplé dans son état fondamental. Nous discuterons de la possibilité

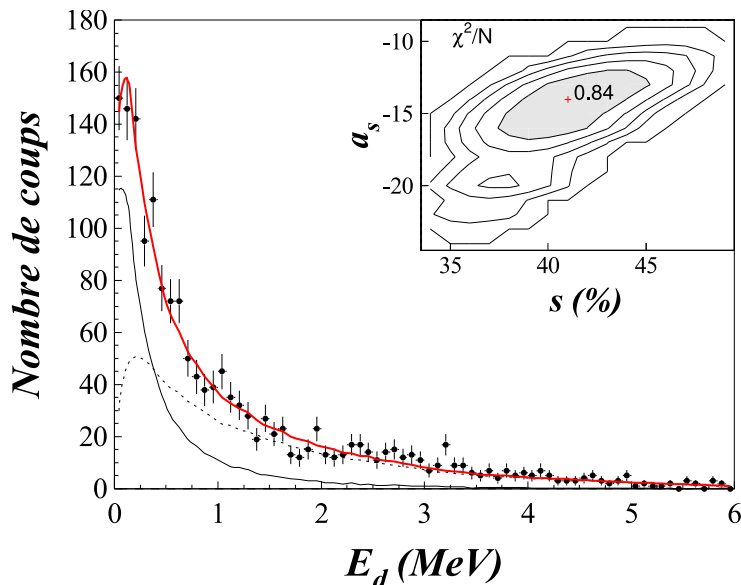


FIGURE 1.3.1: Spectre de décroissance de ^{10}Li peuplé à partir de la réaction $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)$. Les données expérimentales en noir sont ajustées avec une fonction (en rouge) composée d'un état s virtuel (trait continu noir) et d'une distribution non corrélée (trait noir discontinu). Pour plus de détails voir [38].

que celui-ci soit peuplé dans un état excité en nous appuyant sur le spectre en énergie gamma détecté en coïncidence.

1.3.2 Réactions pour sonder les systèmes non liés

Afin de sonder les systèmes non liés il est nécessaire tout d'abord de les produire. Le choix du mécanisme de production n'est pas anodin car celui-ci a une forte incidence sur le taux de production ainsi que sur les propriétés des états sondés dans le système.

Pour produire des isotopes aux abords de la *drip line* il est tout d'abord nécessaire d'accélérer un faisceau d'ions stables. Celui-ci est ensuite fragmenté afin de produire un faisceau d'ions radioactifs. La production d'états non liés se fait à partir de la réaction de ce faisceau d'ions radioactifs. Les caractéristiques de ce dernier (énergie, intensité, pureté, dispersion) sont des caractéristiques à prendre en compte avant de réaliser une expérience. En effet, celles-ci influencent le nombre d'évènements que l'on mesure au cours d'une expérience :

$$N_{det} = N_{inc} \rho x \sigma \varepsilon \quad (1.3.11)$$

où N_{det} est le nombre d'évènements détectés, N_{inc} le nombre d'isotopes incidents (dépendant de la durée de l'expérience et de l'intensité du faisceau), ρx est l'épaisseur de la cible en prenant en compte sa densité (c'est à dire le nombre de centres diffuseurs qu'elle contient), σ est la section efficace de réaction (c'est à dire la probabilité que l'isotope incident interagisse dans la cible) et ε est l'efficacité du système de détection utilisé (la capacité de ce dernier à détecter les produits de réaction).

Comme il est particulièrement difficile de produire les noyaux riches en neutrons, les intensités I_{inc} sont limitées⁵. De plus, la spectroscopie par masse invariante requiert la détection et la caractérisation de tous les produits de réaction. Parmi ces derniers, les rayonnements gamma ainsi que les neutrons n'ont pas de procédés expérimentaux permettant de les caractériser avec une efficacité proche de 100 %⁶.

Il apparaît que certaines des grandeurs de l'équation 1.3.11 sont fortement contraintes par des limites expérimentales. Il est donc souhaitable que les autres grandeurs soient aussi importantes que possible afin d'assurer un nombre d'événements détectés N_{det} permettant de tirer des conclusions physiques.

Pour nos expériences nous avons choisi d'utiliser des réactions directes en cinématique inverse réalisées à partir d'un faisceau radioactif de haute énergie. Plusieurs raisons ont motivé ce choix.

En premier lieu il n'est actuellement pas possible expérimentalement de produire des noyaux riches en neutrons proches de la *drip-line* avec des intensités raisonnables par d'autres procédés expérimentaux que celui de la fragmentation d'un faisceau stable de haute énergie⁷. Ensuite, l'utilisation d'un faisceau à haute énergie permet d'augmenter l'épaisseur ρx de la cible, augmentant ainsi le nombre de centres diffuseurs dans celle-ci. Enfin, l'utilisation d'une cinématique inverse⁸ focalise les produits de réaction vers l'avant, ce qui facilite leur détection.

Pour notre expérience, nous avons fait le choix d'utiliser des réactions de *knock-out* d'un ou de plusieurs nucléons à partir d'un noyau très riche en neutrons. A de telles énergies, les sections efficaces associées aux réactions de *knock-out* sont relativement élevées ($\sim 10 - 100$ mb).

Ces réactions présentent aussi l'intérêt d'être directes et donc de peupler le système non lié en une seule étape. La réaction ayant lieu à haute énergie, cette transition entre l'état initial et l'état final se fait très rapidement de sorte que l'état final n'est influencé que par l'état initial du système. En utilisant différentes réactions de *knock-out* produisant le même système non lié il est possible de sonder ce dernier de manière sélective.

Dans l'étude présentée dans ce document, nous avons utilisé deux types de réactions de *knock-out* afin de sonder le ^{18}B et le ^{21}C :

- des réactions de *knock-out* d'un neutron à partir des systèmes borroméens ^{19}B et ^{22}C .
- des réactions de *knock-out* d'un ou deux protons à partir des isotopes ^{19}C et ^{20}N ainsi que ^{22}N et ^{23}O .

Dans le premier cas, le système non lié est sondé à partir de la configuration neutron des noyaux borroméens. A ce titre, les états produits expérimentalement refléteront cette

5. typiquement entre 10^1 - 10^3 pps pour les noyaux très riches en neutrons contre environ 10^{12} pps pour les noyaux stables.

6. les efficacité typiquement associées étant de l'ordre de 30%

7. typiquement au dessus de 100 MeV/*nucléon*

8. le noyau du faisceau est plus lourd que celui de la cible



FIGURE 1.3.2: Schématisation des différentes réactions de knock-out choisies pour sonder les états des isotopes non liés ^{18}B et ^{21}C .

dernière.

Dans le second cas, le système non lié est sondé avec une configuration neutron semblable à celle du projectile. En utilisant des projectiles dont la structure de l'état fondamental est connue, ces réactions permettent d'interpréter avec plus de facilité les états sondés expérimentalement.

1.4 Les systèmes non liés à deux corps

L'étude présentée dans ce document se focalise sur les systèmes non liés ^{16}B , ^{18}B et ^{21}C . Nous présentons dans cette section l'ensemble des résultats obtenus sur ces systèmes lors d'expériences précédentes.

1.4.1 Le ^{16}B

Nous n'avons pas mentionné précédemment le ^{16}B comme l'un des systèmes d'intérêt de notre étude. Cet isotope non lié, sous-système du noyau borroméen ^{17}B , est présenté dans cette section car il est utilisé dans ce document comme une référence permettant de valider nos techniques d'analyse et les simulations du dispositif expérimental. Le continuum de cet isotope du bore a en effet été précédemment étudié à travers différentes expériences.

La première expérience fut réalisé par Kalpakchieva et collaborateurs [39] grâce à une réaction de transfert de plusieurs nucléons : $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{16}\text{B})^{12}\text{N}$. Les résultats montrèrent le peuplement de plusieurs états dont probablement le fondamental du système. La mesure conduisit à contraindre ce dernier à une énergie de $E_r = 40 \pm 60$ keV pour une largeur $\Gamma < 100$ keV. Le second était lui situé entre 2 et 3 MeV plus haut.

La seconde expérience fut réalisée par Lecouey et collaborateurs [40] grâce à la réaction de *knock-out* d'un proton : $\text{C}(^{17}\text{C}, ^{15}\text{B}+n)$. L'analyse de données mena à l'observation d'un état très près du seuil qui fut interprété comme l'état fondamental de l'isotope. Le spectre expérimental fut ajusté avec une résonance $\ell = 2$ dont les caractéristiques $E_r = 85 \pm 15$ keV et $\Gamma < 100$ keV sont compatibles avec le résultat de [39].

La troisième et dernière expérience fut réalisée par Spyrou et collaborateurs [41] grâce à la même réaction de *knock-out* d'un proton. Les résultats obtenus furent similaires à ceux de Lecouey et collaborateurs et le spectre expérimental fut ajusté avec une résonance $\ell = 2$ dont les caractéristiques $E_r = 60 \pm 20$ keV et $\Gamma < 100$ keV sont compatibles avec les travaux précédents.

Les spectres expérimentaux des deux réactions de *knock-out* sont représentés en figure 1.4.1.

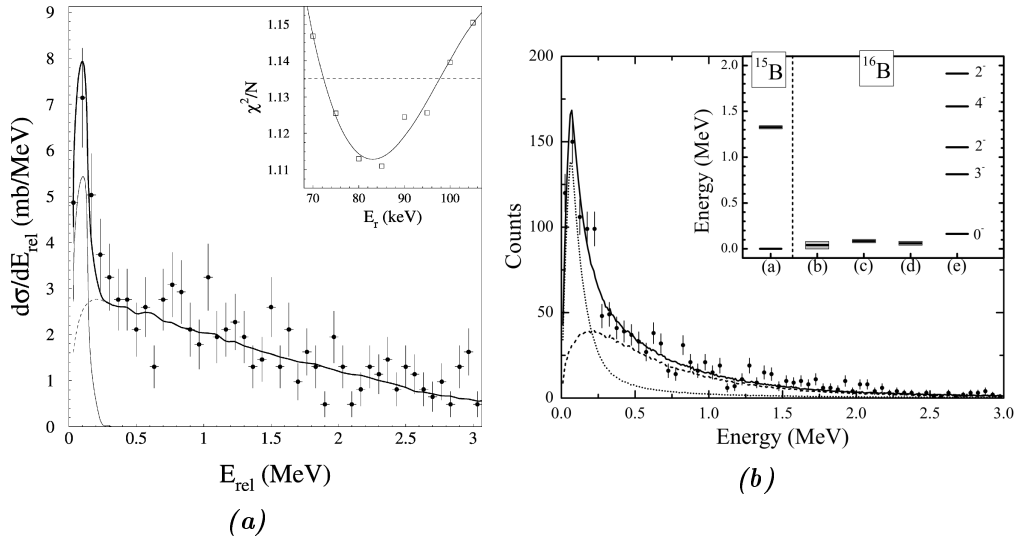


FIGURE 1.4.1: Spectres en énergie de décroissance du ^{16}B peuplé à partir de la réaction ($^{17}\text{C}, ^{15}\text{B}+n$). La figure (a) provient de la référence [40] et (b) de la référence [41]. Les deux spectres ont été ajustés avec une résonance $\ell = 2$, afin de décrire la structure très proche du seuil d'émission neutron, et une distribution pour prendre en compte le fond non corrélé.

Enfin il est nécessaire de signaler qu'une étude des états excités liés du ^{15}B fut réalisée par Kondo et collaborateurs [42] grâce à la réaction : $\text{C}(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B})$. Cette réaction a permis de mettre en évidence, par spectroscopie gamma, le peuplement de deux états excités du ^{15}B qui décroissent par émission de rayonnements d'énergie 1.30 ± 0.4 MeV et 1.41 ± 0.2 MeV.

1.4.2 Le ^{18}B

L'isotope non lié ^{18}B est très peu connu, sa proximité avec la *drip line* neutron le rendant particulièrement difficile à étudier. Le ^{18}B est le dernier isotope accessible expérimentalement de la chaîne des isotones $N = 13$. L'évolution de ces derniers a été étudiée expérimentalement, de l'isotope d'oxygène à celui du carbone.

L'isotope ^{21}O présente une configuration neutron dominée par l'orbitale ($1d_{5/2}$). Une configuration semblable est observée pour l'isotope ^{20}N mais pas pour le ^{19}C . Dans ce dernier cas la configuration observée pour les états de basse énergie suggère un mélange entre trois configurations neutron : $(1d_{5/2})^5$, $(1d_{5/2})^3(2s_{1/2})^2$ et $(1d_{5/2})^4(2s_{1/2})^1$. Ce mélange provient vraisemblablement d'une dégénérescence des orbitales neutron $2s_{1/2}$ et

$1d_{5/2}$ au fur et à mesure que l'on s'éloigne des isotopes d'oxygène 1.2.4. Ainsi, si la tendance observée se poursuit, le ^{18}B pourrait être le théâtre d'une inversion des orbitales neutron $2s_{1/2}$ et $1d_{5/2}$.

Expérimentalement une seule expérience fut réalisée sur le noyau par Spyrou et collaborateurs [41]. Cette expérience fut réalisée au NSCL⁹ grâce à une réaction de *knock-out* d'un proton réalisée à 62 MeV/nucéon sur une cible de *Be*. Le spectre expérimental obtenu est présenté dans la figure 1.4.2.

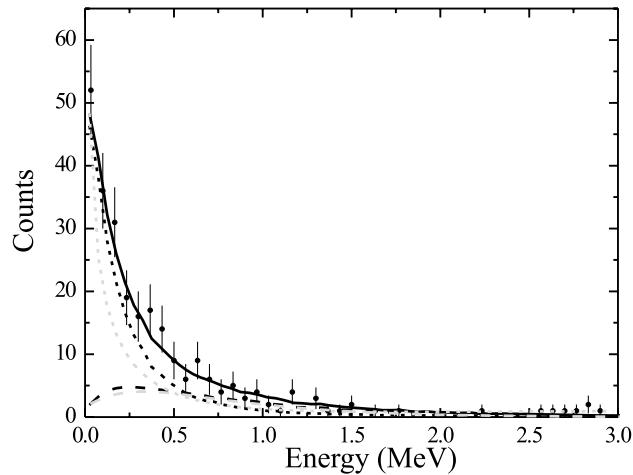


FIGURE 1.4.2: Distribution en énergie relative obtenue par la référence [41] pour la réaction ($^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+n$). Le spectre a été ajusté avec un état virtuel et une distribution maxwellienne pour prendre en compte le fond non corrélé.

Le spectre en énergie de décroissance met en évidence le peuplement d'un état juste au dessus du seuil d'émission neutron. En prenant en compte la structure du projectile (dont la configuration des neutrons de valence est fortement dominée par une composante $2s_{1/2}$), cet état fut interprété comme l'état fondamental du ^{18}B et décrit avec un état virtuel. La résolution expérimentale empêchant l'ajustement de converger, une limite supérieure de $a_s < -50\text{ fm}$ fut donnée. Il est important de faire remarquer que l'efficacité de détection du dispositif utilisé pour cette mesure était limitée à basse énergie et n'aurait pas pu mettre en évidence des états au delà de $E_r = 1\text{ MeV}$. De plus, le dispositif utilisé ne comportait pas de détecteur gamma.

D'un point de vue théorique, le ^{18}B a été très peu étudié. Les seuls calculs que nous avons pu trouver dans la littérature sont présentés par Spyrou et collaborateurs. Ces calculs mettent en évidence un état fondamental 2^- dont la configuration neutron est dominée par l'orbitale neutron $1s_{1/2}$.

1.4.3 Le ^{21}C

Une seule expérience a été effectuée pour peupler les états non liés du ^{21}C à travers une réaction de *knock-out* d'un proton à partir de ^{22}N . Cette réaction fut réalisée par

9. National Superconducting Cyclotron Laboratory

Mosby et collaborateurs au NSCL avec un faisceau d'ions à 68 MeV/*nucléon* en utilisant une cible de béryllium [43]. Le spectre reconstruit par masse invariante ne permit pas de mettre en évidence la présence d'un état résonant (voir figure 1.4.3). Il faut cependant noter la statistique obtenue qui est particulièrement faible ainsi que l'acceptance limitée du détecteur neutron utilisé.

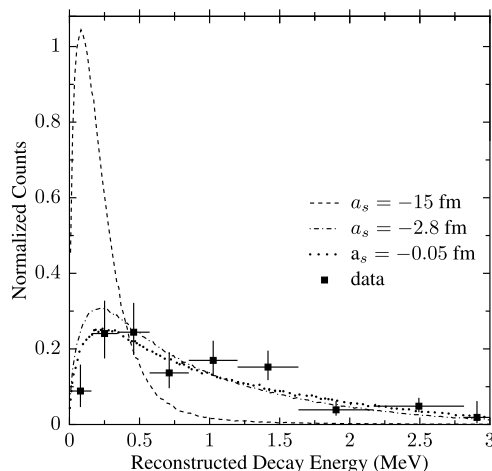


FIGURE 1.4.3: Distribution en énergie relative obtenue par la référence [43] pour la réaction $Be(^{22}N, ^{20}C+n)$. Différentes tentatives d'ajustement avec des états virtuels sont représentées par les différentes lignes non continues. Le meilleur ajustement est réalisé pour une valeur presque nulle de la longueur de diffusion, c'est à dire, une absence d'interaction entre le fragment et le neutron dans l'état final.

D'un point de vue théorique différents calculs ont été menés sur le ^{21}C [43, 36, 44]. Ces derniers prédisent tous un état fondamental $1/2^+$ correspondant à une configuration neutron dominée par une composante $2s_{1/2}$. Les deux premiers états excités sont prédits $5/2^+$ et $3/2^+$ traduisant une configuration neutron dominée par des composantes $1d_{5/2}$ et $1d_{3/2}$.

Kobayashi et collaborateurs ont réalisé la mesure inclusive de la réaction $C(^{22}C, ^{20}C)$ [36]. Pour cette réaction la section efficace inclusive fut calculée et la distribution en impulsion du fragment ^{20}C reconstruite. Cette réaction ne permet pas d'étudier directement les états du système non lié, cependant la distribution en impulsion du fragment et la section efficace inclusive furent comparées à un calcul théorique. Le résultat laisse supposer que cette réaction peuple, comme état intermédiaire, les deux premiers états du ^{21}C avec d'égales contributions.

Synthèse

Dans ce chapitre nous venons de discuter le contexte scientifique ainsi que les motivations de l'étude des noyaux non liés ^{16}B , ^{18}B et ^{21}C . Les chapitres suivants détaillent les différentes étapes du travail de thèse :

- le chapitre 2 présente le dispositif expérimental et les détecteurs utilisés pour réaliser notre mesure.

- le chapitre 3 détaille l'étalonnage des différents détecteurs ainsi que l'analyse de données. Il aborde également les différentes simulations du dispositif expérimental que nous avons utilisées.
- le chapitre 4 présente les résultats obtenus pour différentes observables physiques qui nous permettent de caractériser les systèmes non liés.
- le chapitre 5 propose une interprétation aux différents résultats obtenus.

Finalement une synthèse de l'étude, de ses conclusions et perspectives clôt le document.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Comme cela a été évoqué dans le chapitre 1, les noyaux d'intérêt sont non liés. Ils sont donc, à ce titre, caractérisés par un temps d'existence particulièrement court ($\sim 10^{-21}$ s). Non présents naturellement sur terre, ils ne peuvent être étudiés qu'en laboratoire, après avoir été produits grâce à des réactions nucléaires. Le moyen qui a été choisi pour remonter à des informations sur ces noyaux, la spectroscopie par masse invariante, requiert la détection des différents constituants de ces systèmes non liés. Cette section est dédiée à la description de l'ensemble du dispositif expérimental nécessaire pour observer ces systèmes. Après avoir introduit les installations où a eu lieu la campagne de mesures, nous décrivons les détecteurs caractérisant le faisceau, et les produits de réaction.

2.1 La campagne de mesures SAMURAI Day-One

Afin d'étudier les différents noyaux d'intérêt, une campagne de mesures nommée SAMURAI Day-One fut réalisée en Avril 2012. Celle-ci eut lieu au Japon, dans le laboratoire du RIKEN. Ce laboratoire dispose d'un accélérateur de particules de dernière génération capable de produire des faisceaux de noyaux riches en neutrons, à hautes intensités. La campagne de mesures fut effectuée de manière conjointe par les différentes équipes de la collaboration SAMURAI. Elle avait pour triple objectif : la spectroscopie des états non liés dans les isotopes de Carbone et de Bore proches de la drip-line neutron, l'étude de la cassure coulombienne du ^{22}C et ^{19}B , et enfin l'étude des états non liés des isotopes de ^{25}O et ^{26}O . Les trois objectifs pouvant être atteints en utilisant un même dispositif expérimental, ils furent associés dans une même et unique campagne.

2.1.1 Production d'un faisceau d'ions radioactifs

Les faisceaux d'ions qui furent utilisés pour notre expérience étaient constitués d'isotopes radioactifs. La production de tels faisceaux se fait en deux temps : la production d'un faisceau d'ions stables, puis celle d'un faisceau d'ions radioactifs à partir du faisceau

d'ions stables (voir figure 2.1.1). Les procédés de production sont détaillés ci-dessous.

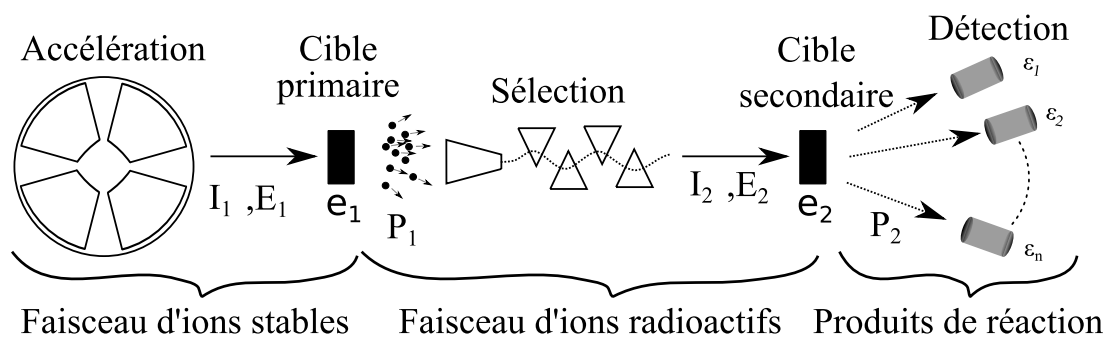


FIGURE 2.1.1: Vue schématique représentant les différentes étapes nécessaires à la réalisation d'une expérience utilisant un faisceau d'ions radioactifs. I_1 et I_2 représentent les intensités des faisceaux, E_1 et E_2 représentent leurs énergies. e_1 et e_2 représentent respectivement l'épaisseur des cibles primaire et secondaire. P_1 et P_2 représentent les probabilités de production des isotopes d'intérêt via des réactions dans les cibles.

Les faisceaux d'ions stables sont créés à partir de l'ionisation d'un matériau qui est généralement raffiné afin d'augmenter la concentration de l'isotope d'intérêt. Les ions créés sont extraits du plasma produit par l'utilisation de champs électriques, puis conduits vers des équipements dédiés à leur accélération (accélérateurs linéaires et cyclotrons). Le principe de fonctionnement de ces accélérateurs est basé sur la force de Lorentz, l'accélération des ions étant provoquée par l'utilisation de forts champs électriques. Le transport du faisceau, quant à lui, est assuré grâce à l'utilisation d'aimants dont le champ magnétique permet de courber la trajectoire des ions ou de les focaliser.

A partir d'un faisceau d'ions stables il existe plusieurs procédés pour produire un faisceau d'ions radioactifs. Au laboratoire du RIKEN la technique de production utilisée est dite *fragmentation en vol*. Elle consiste à envoyer un faisceau d'ions stables, accélérés à grande vitesse ($E > 50 \text{ MeV/nucléon}$), sur une cible mince. La collision entre les noyaux du faisceau et ceux de la cible provoque des réactions nucléaires, entraînant l'émission d'isotopes radioactifs de masse et de charge inférieures à celle du projectile. Le faisceau *cocktail*, contenant une multitude d'isotopes radioactifs, traverse la cible et continue sa trajectoire avec une vitesse proche de sa valeur initiale. Pour les hautes énergies ($E > 100 \text{ MeV/nucléon}$) il a été montré [45] que dans de telles réactions le processus de fragmentation était dominant. Celui-ci se décompose en deux étapes :

- une première (dite *abrasion*) au cours de laquelle les nucléons de la cible et du projectile, présents dans la zone de recouvrement des deux noyaux, sont arrachés.
- une seconde (dite *ablation*) au cours de laquelle le quasi projectile restant se désexcite en émettant une ou plusieurs particules légères.

La *fragmentation en vol* est particulièrement adaptée pour l'étude de noyaux dont les temps de vie sont courts : les noyaux radioactifs obtenus étant dotés d'une grande vitesse peuvent être rapidement transportés aux zones expérimentales. Cependant cette méthode a aussi des inconvénients, en particulier la largeur de la distribution en vitesse

des ions produits, ainsi que la nature *cocktail* du faisceau qui complexifie l'identification de la réaction d'intérêt.

2.1.2 L'accélérateur du RIKEN

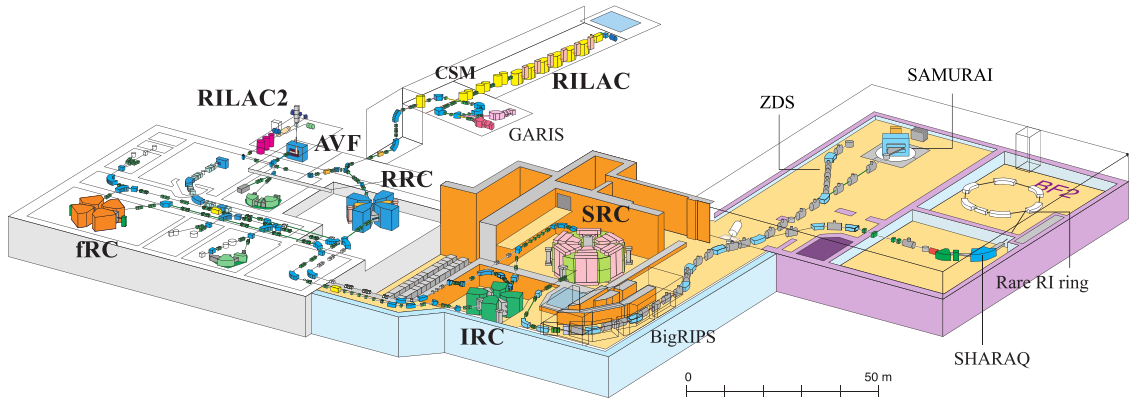


FIGURE 2.1.2: Vue schématique de l'installation RIBF du RIKEN. Pour notre expérience le faisceau d'ion de ^{48}Ca a été accéléré à partir de l'accélérateur linéaire RILAC jusqu'au cyclotron SRC. Après fragmentation le faisceau radioactif fut trié dans le séparateur de fragments BigRIPS puis acheminé à la salle expérimentale de SAMURAI.

Au laboratoire du RIKEN, le faisceau primaire est produit grâce à l'installation nommée RIBF¹ dont une vue est présentée en figure 2.1.2. Le RIKEN est capable de produire des faisceaux intenses d'ions depuis les années 1990 [46], grâce à l'accélérateur RARF (*RIKEN Accelerator Research Facility*) composé d'un cyclotron à secteurs séparés (RRC) ainsi que de deux injecteurs : un accélérateur linéaire (RILAC) et un cyclotron (AVF). Afin d'atteindre les limites d'existence des noyaux, trois cyclotrons à secteurs séparés (fRC, IRC, SRC) ont été ajoutés à l'installation déjà existante. Un nouvel accélérateur linéaire, RILAC2 fut aussi ajouté afin d'obtenir des faisceaux intenses d'ions lourds (Xe, U...).

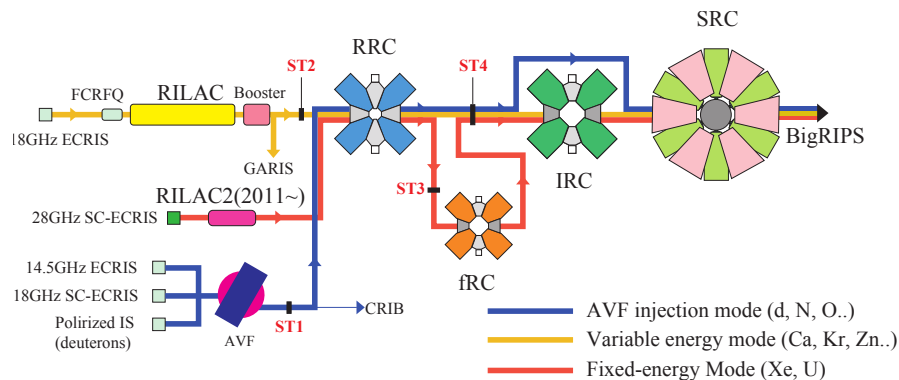


FIGURE 2.1.3: Vue schématique des différents modes d'accélération disponibles au RIBF. Lors de l'expérience SAMURAI Day-One, l'isotope du faisceau primaire utilisé était le ^{48}Ca (jaune).

Cette installation fonctionne de manière opérationnelle et produit désormais une

grande gamme de faisceaux d'ions stables dont l'intensité est de l'ordre 10^{12} pps [47]. L'énergie cinétique maximum des ions varie de 345 MeV/nucléon , pour les noyaux lourds, jusqu'à 440 MeV/nucléon pour les plus légers². Plusieurs configurations de l'accélérateur sont disponibles pour produire un faisceau d'ions, chacune optimisant au mieux l'accélération d'une gamme d'éléments chimiques (voir figure 2.1.3). Pour notre expérience, le faisceau primaire utilisé fut le ^{48}Ca à 345 MeV/nucléon , dont l'intensité a varié autour de 8×10^{11} pps.

2.1.3 Le séparateur de fragments BigRIPS

Le faisceau primaire accéléré est envoyé sur une cible qui provoque sa fragmentation. Parmi la multitude de fragments du *cocktail*, seuls quelques uns sont désirés, or un faisceau intense mais dont la pureté est faible est difficile à utiliser car il sature le système d'acquisition d'évènements non voulus. Les ions du faisceau fragmenté sont donc triés pour minimiser le nombre de contaminants. Ce processus est assuré par les séparateurs de fragments qui sont constitués de plusieurs aimants. Le champ magnétique de ces aimants a pour but de courber la trajectoire des ions. La courbure de chaque isotope dépend de sa vitesse, sa masse et sa charge. On définit alors la rigidité magnétique ($B\rho$) : produit de la courbure de la trajectoire par le champ magnétique (équation 2.1.1).

$$B\rho = \frac{p}{Q} = \frac{\gamma mv}{Q} \sim \frac{A u_a}{Z e} \gamma v \quad (2.1.1)$$

où p représente la quantité de mouvement de la particule, v sa vitesse, γ le facteur de Lorentz associé, Q sa charge et m sa masse. De plus, Z et A représentent respectivement le numéro atomique et le nombre de masse de l'ion incident, et u_a et e sont respectivement les constantes de masse atomique ainsi que de la charge de l'électron. Cette relation permet, en réglant le champ magnétique des dipôles et en insérant des fentes horizontales sur la trajectoire du faisceau, de ne transmettre qu'une partie des isotopes.

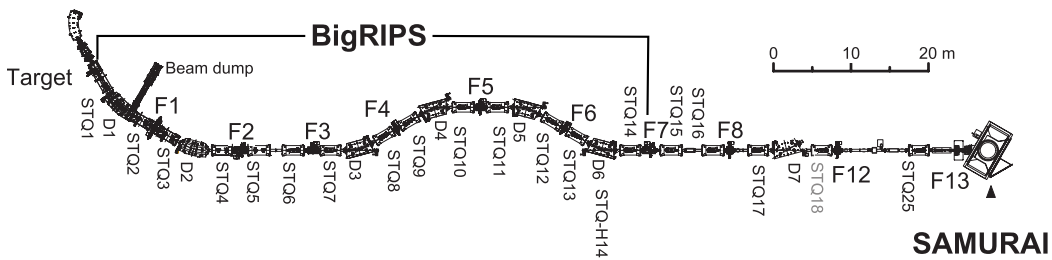


FIGURE 2.1.4: Vue schématique du séparateur de fragments BigRIPS et de la ligne conduisant à la salle expérimentale SAMURAI. Les différents dipôles composant le séparateur de fragments BigRIPS sont numérotés D1 à D6. Les quadripôles responsables de la focalisation du faisceau sont numérotés STQ1 à STQ25. Finalement les plans focaux correspondant aux propriétés optiques de la ligne sont numérotés de F1 à F7.

Le séparateur de fragments dédié aux nouveaux faisceaux du RIKEN, est appelé

2. soit $\sim 60\%$ de la vitesse de la lumière

BigRIPS. Une vue de BigRIPS montrant ses différents constituants est représentée en figure 2.1.4. Ce séparateur est composé de sept dipôles supraconducteurs (appelés D1-7) disposés le long de la ligne de faisceau qui s'étale sur plus de 75 m (de la cible primaire F0 à F7). A ces dipôles sont ajoutés des quadripôles (STQ1-25) qui ont pour but de focaliser le faisceau afin d'assurer un transport sans perte.

Plan focal	Position par rapport à F0	Détecteurs et matériaux (m)
F1	10.792	Fentes(V), dégradeur
F2	22.833	Fentes(VH)
F3	31.633	-
F4	43.425	Fentes(V)
F5	54.916	Fentes(V), dégradeur
F6	66.408	Fentes(V)
F7	78.200	Fentes(VH)

Tableau 2.1: Les différents plans focaux du séparateur de fragments BigRIPS et les dispositifs associés à chacun d'entre eux.

L'action d'un dipôle sur le faisceau se rapproche de celle d'un prisme sur un rayon lumineux. De même, l'action d'un quadripôle est similaire à celle d'une lentille. Ainsi l'action du séparateur de fragments est modélisée comme celle d'un instrument optique, expliquant la présence de différents plans focaux présents (F1-7) le long de la ligne. Afin d'améliorer la séparation des isotopes, des dégradeurs sont insérés dans la ligne. Ces dégradeurs permettent de séparer les isotopes d'éléments différents ayant la même rigidité magnétique [48]. Pour plus de précision sur le fonctionnement de BigRIPS et la séparation des isotopes le lecteur pourra se référer à [49]. Les différents dispositifs utilisés pour la campagne d'expérience le long de la ligne de faisceau sont mentionnés dans le tableau 2.1.

Réglage faisceau	Cible primaire (épaisseur en mm)	Dégradeur en F1 (épaisseur en mm)	Dégradeur en F5 (épaisseur en mm)	$B\rho$ central en D6 (T m)
^{22}C	Be (19.912)	Al (14.77)	Al (8.0)	8.772
$^{23}\text{O} / ^{22}\text{N}$	Be (19.912)	Al (14.77)	Al (8.0)	7.542
$^{20}\text{N} / ^{19}\text{C}$	Be (29.79)	Al (14.77)	Al (8.0)	7.339
^{19}B	Be (29.79)	Al (19.77)	Al (8.0)	8.785

Tableau 2.2: Différents réglages de BigRIPS pour produire les faisceaux d'intérêt. Le $B\rho$ central correspond à la valeur nominale, en sortie de l'aimant D6, de l'isotope pour lequel le réglage de BigRIPS a été optimisé.

Pour une vitesse donnée, le $B\rho$ des isotopes radioactifs d'intérêt varie fortement. La sélection et le tri des isotopes étant fondés sur la valeur absolue de la rigidité magnétique, il est particulièrement difficile d'obtenir un faisceau contenant tous les isotopes désirés. De plus, un tel faisceau serait particulièrement difficile à utiliser pour des questions d'intensité relative entre isotopes. Ainsi, afin d'optimiser la statistique pour les

différentes voies de réaction, le temps alloué à la campagne de mesures fut divisé entre plusieurs réglages de BigRIPS (voir tableau 2.2). Chacun de ces réglages est optimisé pour maximiser l'intensité de un ou deux isotopes à la sortie du séparateur de fragments.

2.1.4 La salle expérimentale du spectromètre SAMURAI

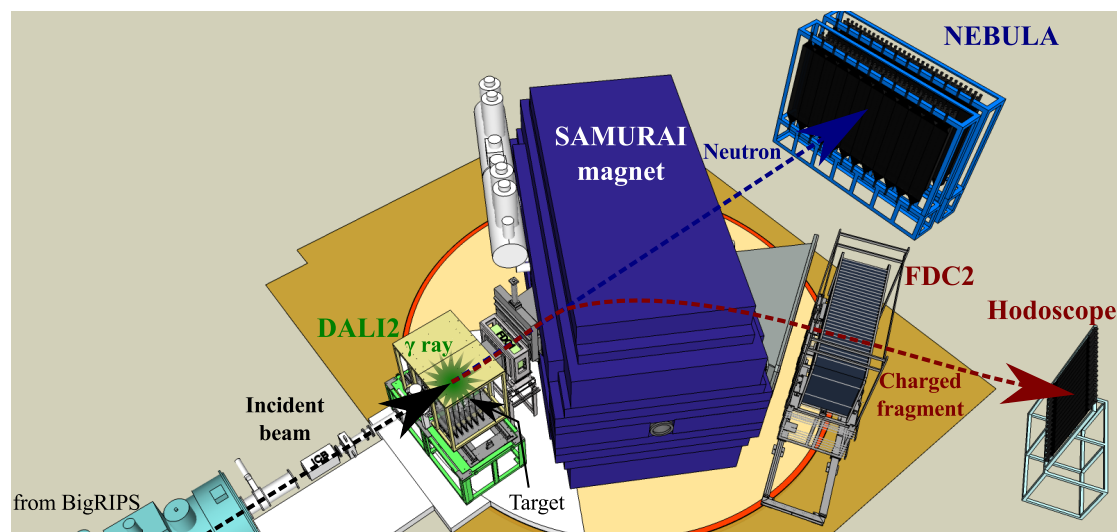


FIGURE 2.1.5: Vue schématique de la salle expérimentale de SAMURAI lors de la campagne de 2012. La trajectoire du faisceau radioactif incident suit la flèche noire. La chambre de réaction se trouve à l'intérieur du spectromètre γ DALI2. Les produits de la réaction continuent leurs trajectoires dans le super aimant SAMURAI. Les particules chargées (en rouge) voient leurs trajectoires courbées et traversent successivement la FDC2 et l'hodoscope. Les neutrons (en bleu) continuent leurs trajectoires rectilignes jusqu'au détecteur NEBULA.

Les noyaux radioactifs sont transportés jusqu'à la salle expérimentale où les réactions secondaires ont lieu. Dans le cadre de la campagne de mesures, il s'agit d'une salle dédiée au spectromètre SAMURAI, caractérisée par le plan focal F13 où se trouve positionnée la cible secondaire. Avant et après la cible sont positionnés des détecteurs qui caractérisent les ions du faisceau incident et les produits de la réaction. Une vue de la salle expérimentale est présentée en figure 2.1.5.

La campagne d'avril 2012 est la première effectuée avec le dispositif complet de SAMURAI et a été nommée *Day-One*. Auparavant, en mars 2012 un test de mise en service avait été effectué pour vérifier le bon fonctionnement des différents détecteurs. En particulier les voies de réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ ainsi que $C({}^{14}\text{Be}, {}^{12}\text{Be}+n+n)$ furent étudiées. La première permettant une mesure de l'efficacité de détection neutron du dispositif ainsi qu'une mesure de la diaphonie (voir [50]). La seconde permettant de vérifier la faisabilité de la reconstruction par masse invariante avec ce dispositif ainsi qu'une estimation de la résolution en énergie obtenue.

Durant SAMURAI Day-one, plusieurs cibles de réactions ont été utilisées : carbone, plomb ainsi qu'une cible vide (utilisée pour estimer le bruit de fond). Dans la présente étude, seule la cible de carbone et la cible vide sont analysées, il n'est donc pas fait

mention de la cible de plomb. La cible de carbone avait pour dimension $85.1(H) \times 85.1(V) \times 10.0(P)$ mm³, pour une masse de 129.4 g et densité surfacique de 72.3 g/cm². Dans la suite du document nous désignerons les réactions ayant lieu sur cible de carbone par le symbole C et les réactions ayant lieu sans cible par le symbole \emptyset .

La répartition du temps de faisceau alloué, pour chaque réglage de BigRIPS, à la cible de carbone et la cible vide est détaillée dans la tableau 2.3.

Réglage	Temps sur cible de carbone (h)	Temps sur cible vide (h)
²² C	34	11
²³ O / ²² N	19	5
¹⁹ B	11	4
²⁰ N / ¹⁹ C	11	3

Tableau 2.3: Temps alloué aux différents réglages de BigRIPS pendant SAMURAI Day-one.

2.2 Dispositif pour caractériser le faisceau incident

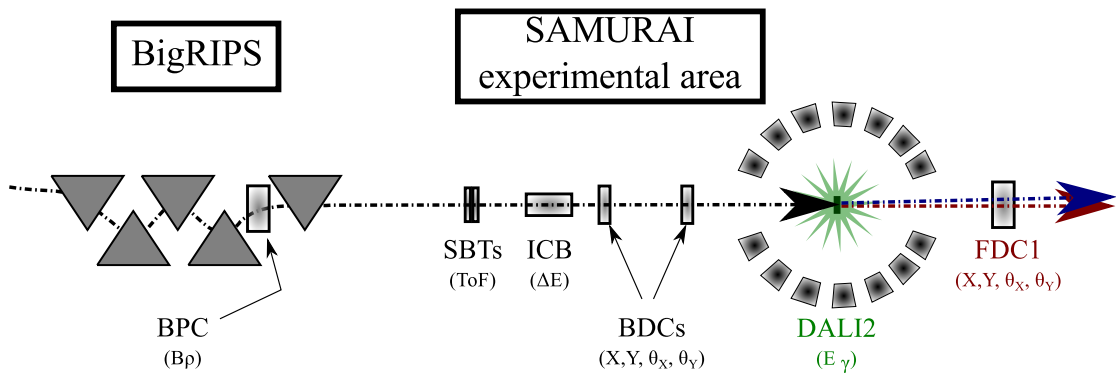


FIGURE 2.2.1: Vue schématique des différents détecteurs utilisés pour caractériser le faisceau. La BPC, placée au plan dispersif F5 de BigRIPS, est située en amont (~ 35 m) des autres détecteurs qui se trouvent dans la salle expérimentale de SAMURAI.

Différents détecteurs ont été disposés le long de la ligne de BigRIPS, et jusqu'à la cible secondaire, afin de caractériser le faisceau. Cette section est dédiée à la description et au fonctionnement de ces détecteurs. Pour mieux comprendre la position relative des détecteurs le lecteur pourra se référer à la figure 2.2.1.

2.2.1 Energie du faisceau incident

La reconstruction de l'énergie des ions, événement par événement, est effectuée par la mesure du temps de vol. Pour ce faire quatre lattes de scintillateurs plastiques³ ont été disposées le long de la ligne de faisceau, de manière perpendiculaire à la trajectoire des ions. Les positions et caractéristiques de chaque latte sont détaillées dans le tableau 2.4.

3. C₉H₁₀

La distance entre les différents détecteurs étant connue, il est possible de remonter à l'énergie en calculant la vitesse des ions.

Dénomination	Position relative mm	épaisseur mm
F3	-83600	3.0
F7	-36617	3.0
SBT1	-40	0.5
SBT2	+40	0.5

Tableau 2.4: Propriétés et positions des différents scintillateurs plastiques utilisés pour reconstruire le temps de vol du faisceau. Les plastiques F3 et F7 portent le nom du plan focal où ils sont installés. Les SBT sont eux localisés dans la salle expérimentale de SAMURAI. Les positions relatives sont données par rapport au milieu de la distance séparant les détecteurs SBT.

Les scintillateurs plastiques sont largement utilisés par la communauté de physique nucléaire, notamment pour leur précision dans les mesures de temps de vol ainsi que leur robustesse aux rayonnements ionisants. Lorsqu'une particule chargée traverse un plastique scintillant, elle provoque l'excitation des molécules de celui-ci. Leur désexcitation se fait par l'émission de photons, de manière isotrope, dont la longueur d'onde appartient généralement au domaine du visible.

Cette lumière peut être récoltée en plaçant un photomultiplicateur (PM) à une des extrémités du matériau, afin de convertir le signal lumineux en un courant proportionnel à l'intensité lumineuse. Ce signal électrique est analysé pour déterminer un temps de déclenchement ou bien pour déterminer la quantité de lumière produite par le passage de la particule.

La désexcitation des molécules du plastique se fait suivant une loi exponentielle, dont la constante de décroissance est de l'ordre de quelques ns [51], ce qui permet d'obtenir une résolution temporelle de l'ordre de 500 ps. Outre leurs qualités pour les mesures de temps de vol, les plastiques permettent aussi d'effectuer des mesures de pertes d'énergie à partir de la quantité de lumière récoltée par le PM. Enfin, une estimation de la position de l'interaction dans le plastique est réalisable lorsque celui-ci est muni de deux PM. La technique est détaillée dans la section 2.3.3.

Les plastiques utilisés le long de la ligne de BigRIPS sont recouverts d'un isolant lumineux et deux photomultiplicateurs sont disposés à chacune des extrémités des lattes. L'utilisation de la coïncidence des signaux des deux PM permet de réduire les sources de bruit. Dans la salle expérimentale de SAMURAI, deux plastiques fins, nommés SBT (*Secondary Beam Trigger*) ont été placés à 8 cm d'intervalle. Ils ont pour fonction de déclencher l'acquisition de données et servent de référence en temps pour l'intégralité des autres détecteurs de l'expérience. Ils ont la particularité d'être plus fins que les scintillateurs insérés en F3 et en F7 afin de minimiser les probabilités de réaction dans le matériau.

2.2.2 Charge des ions incidents

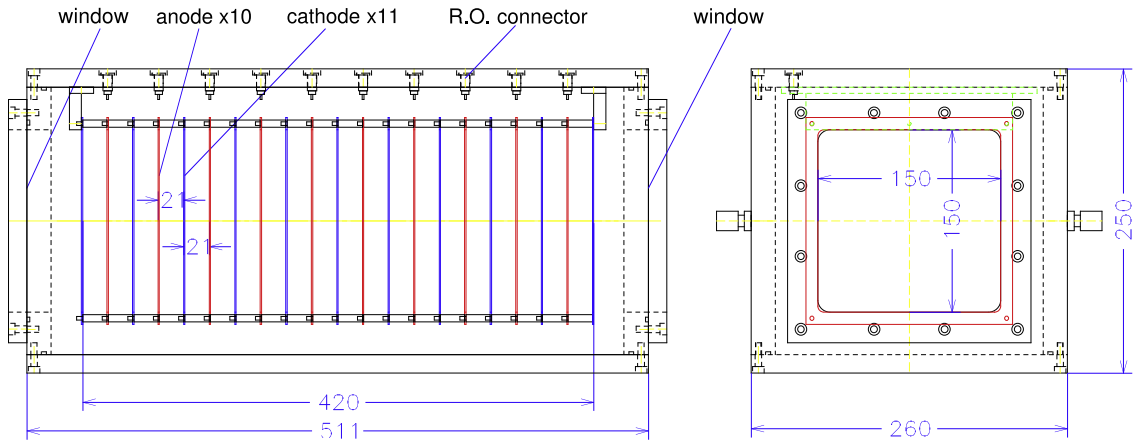


FIGURE 2.2.2: Représentation, en coupe (profil et face), de la chambre d'ionisation ICB. Les dimensions indiquées sont en millimètre.

La détermination de la charge des ions s'effectue grâce à une chambre d'ionisation, nommée ICB (*Ion Chamber for Beam*), placée juste après les deux SBT. Cette chambre, dont un schéma est présenté en figure 2.2.2, a pour dimensions $260(H) \times 250(V) \times 511(P)\text{mm}^3$ dont une zone active de $150(H) \times 150(V) \times 420(P)\text{mm}^3$. Celle-ci est remplie, à la pression atmosphérique, d'un mélange de gaz : 90 % d'Argon et 10 % d'Isobutane. Elle est pourvue de 21 fils, 11 cathodes et 10 anodes, disposés verticalement le long de la chambre.

Tous les détecteurs gazeux utilisés lors de l'expérience ont un principe de fonctionnement similaire. Ils sont composés d'une chambre hermétique contenant un gaz, au sein duquel une tension est appliquée grâce à la présence des électrodes. Le passage d'une particule chargée au sein d'un gaz provoque l'ionisation des molécules de celui-ci. Si le champ électrique est suffisamment fort, les paires électrons-ions ainsi créées n'ont pas le temps de se recombiner et dérivent vers la cathode (ou l'anode suivant leurs charges). Une telle dérive induit un signal sur la cathode (respectivement l'anode) dont la charge est directement proportionnelle à l'énergie perdue par la particule dans le gaz.

Dans le cadre d'une chambre d'ionisation comme l'ICB, c'est cette information qui est utilisée. Le numéro atomique est reconstruit à partir de la charge de ce signal en utilisant la relation de *Bethe-Bloch* [51, 52] :

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (2.2.1)$$

Dans cette équation ΔE représente la perte d'énergie de l'ion dans le gaz, Z son numéro atomique et v sa vitesse. Une fois étalonnée, l'ICB permet de déterminer la charge des ions incidents avec une résolution allant de $\sigma_Z = 0.18$ pour les isotopes de Bore à $\sigma_Z = 0.14$ pour les isotopes d'Oxygène [53].

2.2.3 Masse des ions incidents

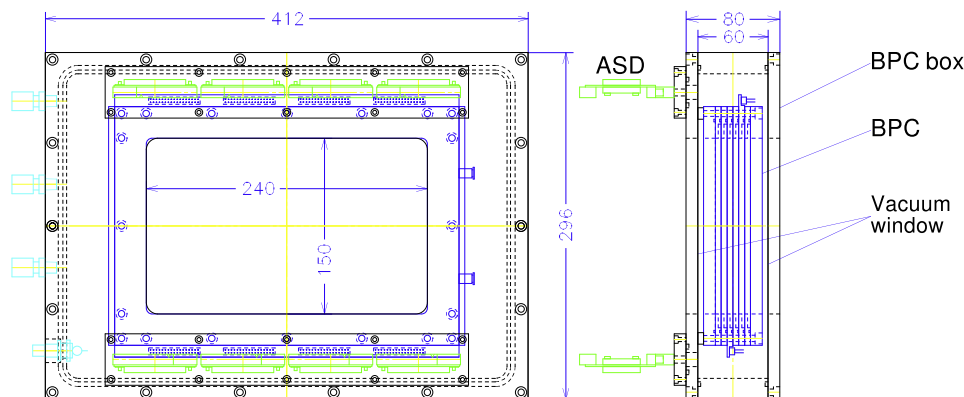


FIGURE 2.2.3: Représentation, en coupe (profil et face), du compteur proportionnel BPC. Les dimensions indiquées sont en millimètre.

La détermination de la masse des noyaux du faisceau incident se fait à partir d'un compteur proportionnel appelé BPC (*Beam Proportional Chamber*). Ce détecteur, présenté en figure 2.2.3, est placé perpendiculairement à la trajectoire du faisceau au plan focal F5. De section rectangulaire ses dimensions sont $412(H) \times 296(V) \times 80(P)\text{mm}^3$ dont une zone active de $240(H) \times 150(V) \times 60(P)\text{mm}^3$. La BPC est un détecteur gazeux, rempli d'Isobutane à la pression de 50 Torr. Ce compteur proportionnel est conçu pour mesurer la rigidité magnétique, événement par événement, des ions incidents. Pour cela la BPC est pourvue de deux rangées de fils verticaux distants de 4 mm les uns des autres. Les deux plans de fils verticaux sont encadrés par deux feuilles de Kapton aluminisées, jouant le rôle de cathodes.

La tension au sein de la BPC est plus importante que celle au sein de l'ICB, afin d'atteindre un régime de fonctionnement différent. Dans ce régime, la tension est si forte que les paires ion-électron, créées par le passage d'une particule, sont suffisamment accélérées pour ioniser à leur tour les molécules du gaz. Cette ionisation a lieu auprès des fils où le champ électrique est particulièrement fort. Il se produit alors un phénomène d'*avalanche* électronique qui, s'il brouille tout lien avec la quantité d'énergie perdue par la particule incidente, induit un signal plus fort sur les anodes.

La BPC permet de déterminer la position horizontale moyenne du faisceau. Pour cela, le barycentre de la position des fils présentant un signal est reconstruit. Le plan focal F5 est dispersif en moment, les ions sont donc dispersés le long du plan focal suivant leur rigidité magnétique. Le barycentre reconstruit permet de mesurer la déviation de la trajectoire d'un ion par rapport à la trajectoire de référence du dipôle, appelée *trajectoire centrale*. A partir de cette déviation, et en ayant une bonne connaissance des propriétés optiques du dipôle, il est possible de remonter à la valeur absolue de la rigidité magnétique.

Finalement, à partir de cette rigidité magnétique il est possible de retrouver le rapport masse sur charge de l'isotope ayant traversé la chambre en utilisant la relation 2.1.1.

2.2.4 Trajectoire et position sur cible

La reconstruction de la trajectoire se fait par l'intermédiaire de deux chambres à dérive, placées après l'ICB, nommées BDC1 et BDC2 (*Beam Drift Chamber*). Ces deux chambres à dérive, de sections rectangulaires, sont séparées par une distance de 1 m et ont pour mêmes dimensions : $320(H) \times 320(V) \times 120(P)\text{mm}^3$ dont une zone active de $94(H) \times 94(V) \times 90(P)\text{mm}^3$ (voir figure 2.2.4). Les deux chambres sont remplies d'Isobutane à la pression de 100 Torr. Elles disposent chacune de 8 plans de 16 fils (anodes), disposés horizontalement (X) et verticalement (Y). Ces plans sont répartis successivement par groupes de 2 plans de même orientation. Les plans se succèdent, perpendiculairement à la trajectoire du faisceau, de façon suivante : $X_1 X'_1 Y_1 Y'_1 X_2 X'_2 Y_2 Y'_2$ et sont distants de 4.8 mm les uns des autres. Dans un même plan, les fils sont espacés de 5 mm. Pour deux plans successifs de même orientation (X ou Y) les fils sont décalés, d'un plan à l'autre, de 5 mm afin de maximiser le recouvrement spatial. Entre les plans de fils, des feuilles de $8\ \mu\text{m}$ de Kapton aluminisées jouent le rôle de cathode.

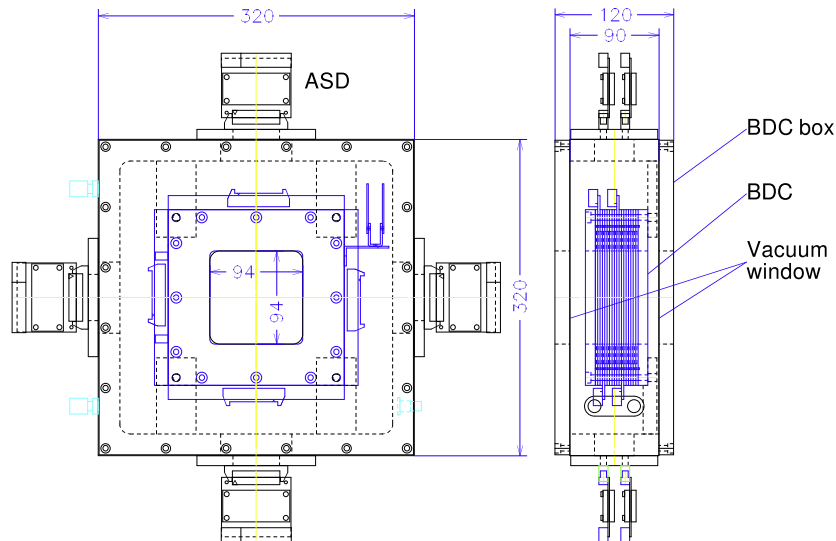


FIGURE 2.2.4: Représentation, en coupe (profil et face), des chambres à dérive BDC1 et BDC2. Les dimensions indiquées sont en millimètre.

Les deux BDC ont un fonctionnement très proche de la BPC. Le passage d'une particule chargée provoque la mise en mouvement de charges qui induisent un signal électrique sur les anodes. Ce signal, une fois analysé, permet de reconstruire la distance de dérive des ions et des électrons, et donc de connaître la distance entre la trajectoire de la particule incidente et le fil considéré. La reconstruction de la trajectoire est effectuée à partir des différents fils touchés, dans les plans X et Y . Cette reconstruction se fait avec une résolution de l'ordre de $100\ \mu\text{m}$ (rms) avec une efficacité de détection de 100% [53]. La localisation des positions moyennes, verticales et horizontales, sur les deux chambres à dérive permet de reconstruire la trajectoire des ions du faisceau par interpolation.

2.3 Détection des produits de la réaction

Une fois le faisceau caractérisé et son point d'impact sur la cible reconstruit, l'analyse par masse invariante des produits de l'éventuelle réaction requiert la détection et l'identification de l'ensemble des particules émises. Pour SAMURAI Day-one cela implique de détecter des neutrons, des ions et éventuellement des photons. Cette section est dédiée aux différents systèmes de détection mis en place.

Des détails techniques sur les détecteurs de la salle expérimentale de SAMURAI sont accessibles dans la référence [53].

2.3.1 Les rayonnements gamma

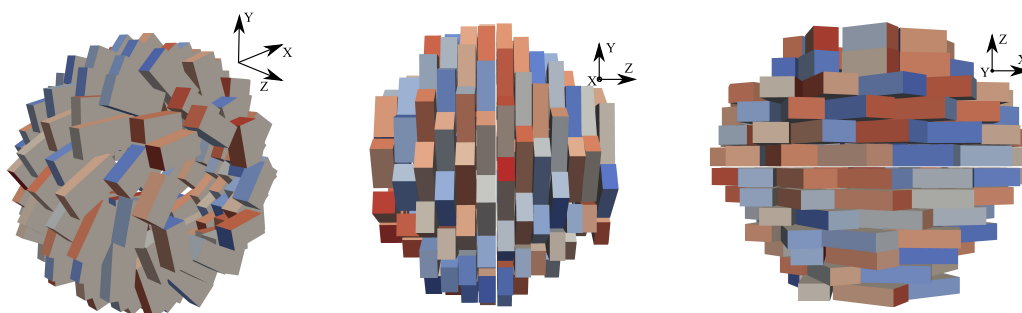


FIGURE 2.3.1: Représentation du détecteur DALI2 dans la configuration utilisée pendant la campagne SAMURAI Day-one. Chaque module rectangulaire contient un cristal NaI(Tl) auquel est associé un PMT. La forme en diaphragme permet d'obtenir un recouvrement maximal en tenant compte des contraintes mécaniques.

DALI2⁴ est un détecteur dédié à la détection de rayonnements γ émis en vol. Une vue d'ensemble du détecteur, tel qu'utilisé pendant l'expérience, est présentée en figure 2.3.1. DALI2 est composé de 186 cristaux de Iodure de Sodium (NaI), de forme rectangulaire, qui sont répartis sur 12 couches afin d'obtenir une couverture angulaire approchant les 4π [54]. Habituellement utilisé au plan focal F7, il fut installé autour de la cible, en F13, pour détecter la désexcitation des produits de réaction. Il fut reconfiguré en 140 cristaux répartis sur 13 couches, pour des raisons d'encombrement géométrique de la ligne. La géométrie des couches de DALI2 est similaire à celle d'un diaphragme optique, dont l'axe se confond avec la trajectoire du faisceau. Cette géométrie fut choisie afin d'optimiser l'efficacité de détection tout en tenant compte des contraintes mécaniques. Le nombre et la disposition des cristaux le long de l'axe du faisceau sont détaillés dans le tableau 2.5

Les cristaux d'iodure de Sodium dopés au thallium sont des matériaux scintillants. Le détecteur DALI2 est composé de 3 types de cristaux NaI(Tl) dont les tailles et propriétés sont légèrement différentes. La liste des cristaux utilisés pendant l'expérience SAMURAI Day-one est détaillée dans le tableau 2.6. Les cristaux fabriqués par BICRON appartenaient au détecteur précédent DALI et leur résolution est légèrement moins bonne que celle des cristaux, plus récents, fabriqués par SAINT-GOBAIN et SCIONIX. Ils ont

4. Detector Array for Low Intensity radiation 2

Couche	Nombre de cristaux	Position sur l'axe faisceau (cm)	Distance radiale moyenne (cm)
1	6	-39.75	16
2	6	-34.75	16
3	8	-29.75	22
4	10	-24.75	28
5	10	-19.75	28
6	12	-14.75	35
7	14	-9.75	36
8	14	-4.45	36
9	14	0.95	36
10	14	6.55	33
11	14	11.95	32
12	10	18.45	28
13	8	25.50	22

Tableau 2.5: Disposition des différents cristaux du détecteur DALI2. Les cristaux sont disposés sur 13 plans de manière cylindrique. La distance radiale moyenne séparant les cristaux de l'axe faisceau pour chaque plan est calculée à partir du centre de chaque cristal. La position le long de l'axe faisceau de chaque plan est mesurée par rapport à la position de la cible.

donc été localisés à l'avant en raison de l'effet Doppler (voir section 3.1.6). Les cristaux de BICRON sont couplés avec des photomultiplicateurs de diamètre 50 mm alors que les deux autres types de cristaux sont couplés à des photomultiplicateurs de 38 mm.

Origine	Taille mm ³	Nombre de cristaux	Position
SCIONIX	80 x 40 x 160	66	arrière
SAINT-GOBAIN	80 x 45 x 160	56	milieu
BICRON	61 x 61 x 122	18	avant

Tableau 2.6: Propriétés des cristaux du spectromètre DALI2.

L'identification du photon ayant déposé son énergie au sein du cristal se fait grâce à la quantité de lumière récoltée par le photomultiplicateur. Une fois étalonné DALI2 permet de reconstruire l'énergie d'une source γ de ^{137}Cs , avec une résolution en énergie d'environ 9 % pour les photons de 662 keV.

2.3.2 Les fragments chargés

La détection des produits de réaction chargés se fait grâce à l'aimant nommé SAMURAI⁵. Cet aimant supraconducteur est particulièrement important dans le dispositif expérimental. Tout d'abord il permet d'identifier les fragments chargés provenant de la réaction et de mesurer leur impulsion, grâce à l'utilisation de deux chambres à dérive et d'un mur de plastiques scintillants. Mais il permet aussi de séparer deux des produits de réaction : les neutrons et les fragments. En effet, sous l'effet du champ magnétique, les

5. *Superconducting Analyser for Multi particles from Radio Isotope beams*

trajectoires des particules chargées sont courbées alors que celles des neutrons (électriquement neutres) ne sont pas affectées. Cette sous-section est dédiée à la description des différents détecteurs utilisés pour identifier les fragments chargés. Afin de mieux comprendre le placement des différents détecteurs le lecteur pourra se rapporter à la figure 2.3.2.

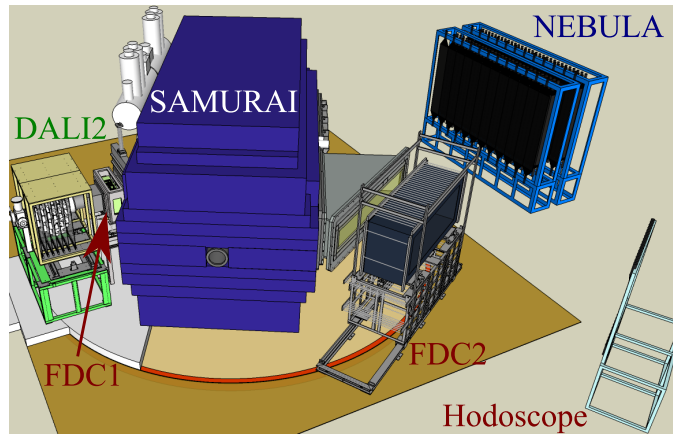


FIGURE 2.3.2: Vue schématique des différents détecteurs servant à caractériser les produits de réaction. Les détecteurs dont le nom apparaît en rouge sont dédiés à la détection de particules chargées. Les couleurs verte et bleue correspondent respectivement à la détection des rayonnements gamma et des neutrons.

2.3.2.1 L'aimant supraconducteur SAMURAI

SAMURAI est un aimant supraconducteur permettant de reconstruire les propriétés des particules chargées émises lors des réactions nucléaires. Il est composé de deux pôles cylindriques et concentriques de 2 m de diamètre distants verticalement de 88 cm. Au sein de cet espace, est placée une vaste chambre à vide de 80 cm de hauteur. Ce dispositif est installé sur une base rotative, qui permet de faire tourner l'aimant de -5° à $+95^\circ$.

SAMURAI permet de générer un champ magnétique pouvant atteindre 3.08 T, au centre des pôles, pour un courant de 563 A. Cela correspond à un pouvoir de courbure des ions de 7.05 T m, permettant ainsi de dévier significativement la trajectoire des isotopes même à des vitesses de l'ordre de 60 % de la vitesse de la lumière. Le large volume de la chambre à vide permet d'assurer une large acceptation angulaire pour les produits de réaction : $\pm 10^\circ$ horizontalement et $\pm 5^\circ$ verticalement. La chambre dispose de deux sorties : une pour les particules chargées et une pour les neutrons. La base rotative, quant à elle, permet de conduire une grande variété de projets de recherche grâce aux différentes configurations accessibles [55].

De manière similaire au faisceau, la caractérisation des particules chargées passant dans SAMURAI est fondée sur la mesure de la rigidité magnétique (voir section 2.2.3) et du temps de vol. Afin de pouvoir déterminer le $B\rho$, deux chambres à dérive, FDC1 et FDC2⁶, sont placées respectivement avant et après SAMURAI. Pour identifier les

6. Forward Drift Chamber

particules, un mur de plastiques scintillants (nommé hodoscope) est mis environ 1 m après la FDC2.

2.3.2.2 La FDC1

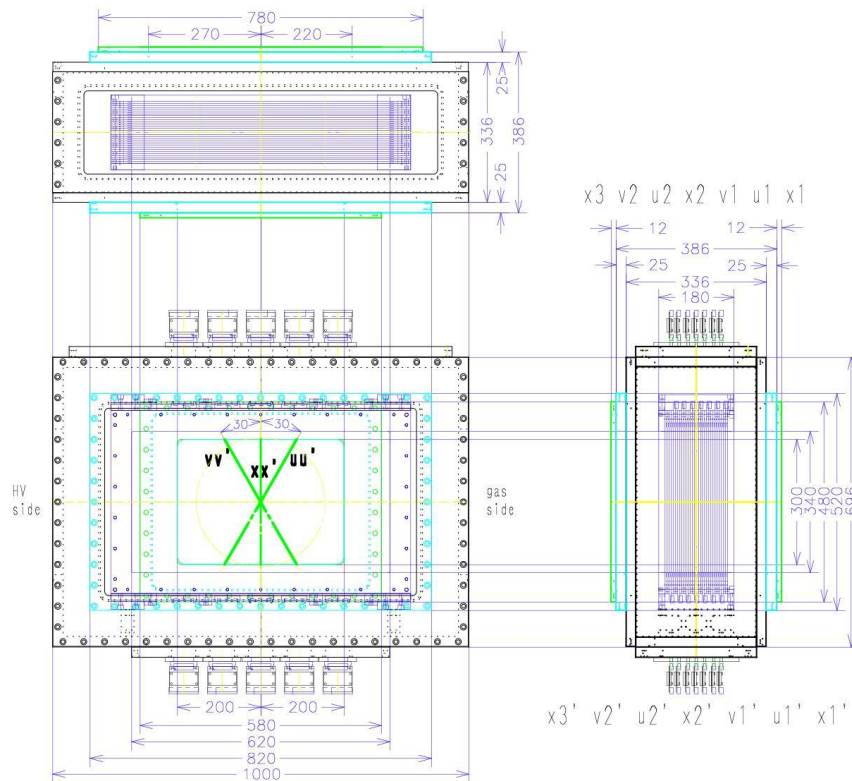


FIGURE 2.3.3: Représentation schématique de la chambre à dérive FDC1. Les dimensions indiquées sont en millimètre.

La FDC1 est une chambre à dérive dont le principe de fonctionnement est similaire à la BDC1 et la BDC2. Elle est située entre DALI2 et la fenêtre d'entrée de SAMURAI. Un schéma de celle-ci est présenté en figure 2.3.3. De section rectangulaire, elle a pour dimensions $1000(H) \times 696(V) \times 336(P)$ mm³ dont une zone active cylindrique de dimensions $310(D) \times 180(P)$ mm². Celle-ci est remplie d'isobutane à la pression de 50 Torr. Sa large fenêtre d'entrée, $620(H) \times 340(V)$ mm², permet de minimiser l'interaction des neutrons dans la chambre. Dans le détecteur sont répartis 14 plans de 32 fils jouant le rôle d'anodes. Ces plans sont espacés de 10 mm l'un de l'autre, pour chacun d'entre eux, l'écartement entre deux anodes est de 5 mm.

Contrairement aux BDC, la FDC1 ne possède pas de plans de fils disposés horizontalement (pour des raisons de contraintes mécaniques). A la place, des plans nommés U et V, dont les fils sont disposés avec un angle de -30° et $+30^\circ$ par rapport à la verticale, sont utilisés. L'utilisation simultanée de ces deux types de plan permet de reconstruire la composante horizontale par interpolation.

De la même façon que pour les BDC, les plans de la FDC1 se succèdent par paires

de deux plans de même type, les positions des fils de ces plans étant décalées de 2.5 mm afin de maximiser l'efficacité de détection. La succession des plans de fils est la suivante : $X_1X'_1U_1U'_1V_1V'_1X_2X'_2U_2U'_2V_2V'_2X_3X'_3$. Afin de pouvoir assurer un champ électrique au sein de la chambre, 15 plans verticaux de Kapton aluminisé sont insérés entre les plans d'anodes. En interpolant les positions reconstruites sur ces 14 plans la FDC1 permet de déterminer la position des ions du faisceau avec une résolution de 100 μm (rms) et une efficacité de détection de 100% [53].

2.3.2.3 La FDC2

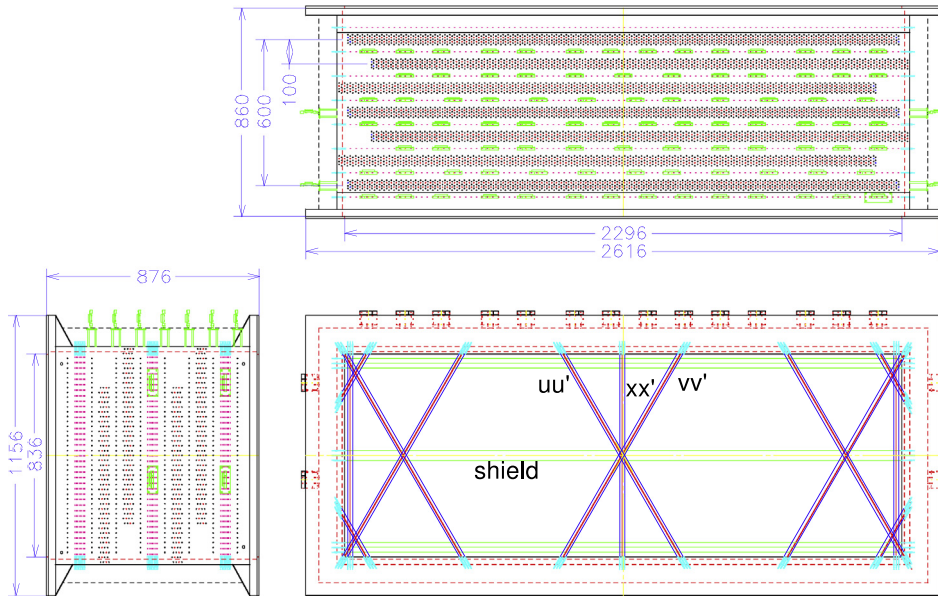


FIGURE 2.3.4: Représentation schématique de la chambre à dérive FDC2. Les dimensions indiquées sont en millimètre.

La FDC2 est située dans l'air environ 1 m après la fenêtre de sortie de SAMURAI. Similaire à la FDC1 par sa configuration, elle se démarque par une taille bien plus imposante (voir figure 2.3.4). Ses dimensions sont 2616 mm(H) \times 1156(V) \times 876(P)mm³, dont une zone active de 2296 mm(H) \times 836(V) \times 653(P)mm³. Dans la zone active sont répartis 14 plans de fils de configuration X, U ou V séparés les uns des autres par une distance de 100 mm. Les plans sont groupés deux par deux, par plans de même orientation, qui sont chacun composés de 112 fils. Les deux plans sont séparés par une distance de 15 mm alors que, dans un même plan, deux fils sont séparés par 10 mm. Le recouvrement spatial dans un même plan est maximisé en décalant les fils, de deux plans successifs de même orientation, de 5 mm. Chacun des fils est entouré de 6 autres fils, jouant le rôle de cathodes, répartis sur un maillage hexagonal (voir figure 2.3.5).

La succession de plans de fils dans la FDC2, suivant la trajectoire du faisceau est la suivante : $X_1X'_1U_1U'_1V_1V'_1X_2X'_2U_2U'_2V_2V'_2X_3X'_3$. Le volume de la zone active de la chambre est rempli à la pression atmosphérique d'un mélange d'hélium et de butane. Sa large zone active lui permet de couvrir une grande partie des trajectoires provenant de

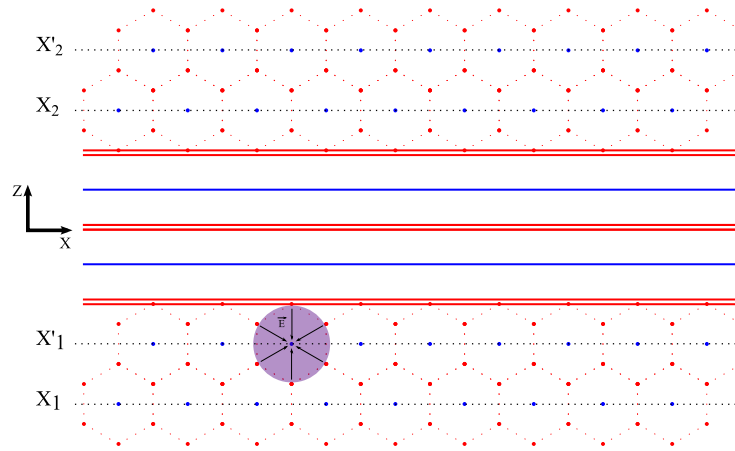


FIGURE 2.3.5: *Vue schématique, en coupe suivant un plan horizontal, de la chambre à dérive FDC2. Les fils sont représentés plan par plan (lignes pointillées), en rouge pour les cathodes et en bleu pour les anodes.*

la fenêtre de sortie de SAMURAI. Par interpolation, la position des ions dans la FDC2 est reconstruite avec une précision d'environ $120\ \mu\text{m}$ (rms) et une efficacité intrinsèque de 100 % [53].

2.3.2.4 L'hodoscope

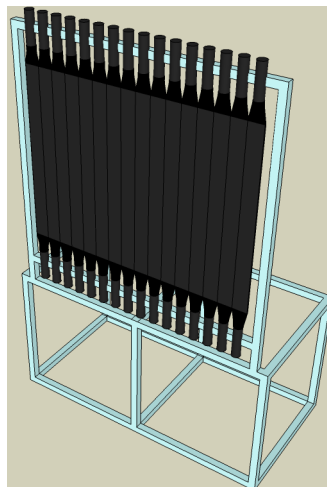


FIGURE 2.3.6: *Représentation schématique de l'hodoscope. Ce dernier est composé de 16 lattes de plastique scintillant, disposées les unes à côté des autres verticalement. Aux deux extrémités de chaque latte est placé un PMT pour convertir le signal électrique en signal lumineux.*

L'hodoscope est un mur composé de 16 lattes de plastique scintillant, disposées de manière contiguë grâce à un cadre métallique. Une vue de celui-ci est présentée en figure 2.3.6. Les lattes, de section rectangulaire, ont pour dimensions : $100(H) \times 1200(V) \times 10(P)\text{mm}^3$. Elles sont maintenues verticalement, à 2 m du sol, sur un support mobile permettant de déplacer l'hodoscope. Cette mobilité permet d'optimiser la détection des fragments chargés suivant la rigidité magnétique des isotopes considérés. Les lattes de l'hodoscope sont équipées de deux photomultiplicateurs et fonctionnent de la même façon

que les plastiques de BigRIPS. Notamment elles permettent de reconstruire le temps de vol entre la cible et l'hodoscope ainsi que la charge de la particule en utilisant la formule de Bethe-Bloch (voir équation (2.2.1)). Grâce à ces deux informations jointes à la reconstruction du $B\rho$ à partir de la trajectoire, il est possible d'identifier le fragment chargé et de reconstruire entièrement son quadrivecteur énergie-impulsion.

2.3.3 Les neutrons

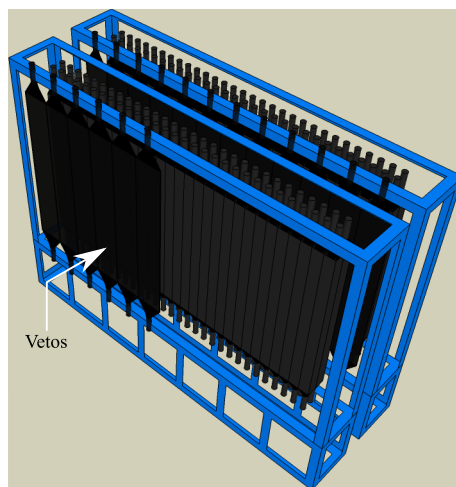


FIGURE 2.3.7: Représentation schématique de NEBULA. Le détecteur est composé de 120 lattes de plastique scintillant réparties sur quatre plans arrangés deux par deux. Pour les deux murs ainsi formés, une série de lattes plus larges et plus fines, appelées vétos est placée devant afin de discriminer les particules chargées. L'ensemble des lattes est équipée d'un PMT à chacune de ses extrémités.

Les neutrons, grâce à SAMURAI, sont séparés des fragments chargés et continuent leur trajectoire rectiligne après la sortie de l'aimant. Après environ 5 m de vol libre est placé un dispositif dédié à la détection de neutrons, nommé NEBULA⁷, dont une vue est présentée en figure 2.3.7.

NEBULA est un détecteur composé de 120 lattes de scintillateur plastique réparties en deux murs de deux couches successives. Les lattes ont pour dimensions individuelles $1800(H) \times 120(V) \times 120(P)\text{mm}^3$, et sont équipées de photomultiplicateurs aux deux extrémités. Au total NEBULA couvre une surface de 3.6 m horizontalement pour 1.8 m verticalement. Cela correspond à une couverture angulaire $\pm 8.8^\circ$ horizontalement et $\pm 4.4^\circ$ verticalement lorsque NEBULA est placé à 11.6 m de la cible, comme c'était le cas pour nos mesures.

Chacun des deux murs de 2×30 plastiques est précédé par un mur de 12 lattes de plastique scintillant, plus fines, disposées de manière contigües horizontalement. Ces lattes de plastique, appelés *Vétos*, ont pour dimensions $1900(H) \times 320(V) \times 10(P)\text{mm}^3$. Elles sont utilisées pour détecter la présence de particules chargées provenant de réactions secondaires dans NEBULA ou dans tout autre matériau se trouvant à proximité.

⁷. *NEutron-detection system for Breakup of Unstable-Nuclei with Large Acceptance*

Du fait de leur absence de charge électrique les neutrons sont particulièrement difficiles à détecter. Leur interaction avec la matière n'est possible que par interaction forte, dont les sections efficaces sont faibles. La détection des neutrons n'est pas directe mais induite par le signal de recul d'une particule provenant d'une réaction nucléaire. La quantité de lumière émise par le plastique pour ce signal n'est pas proportionnelle à l'énergie du neutron incident. La reconstruction de l'énergie des neutrons se fait par mesure du temps de vol entre la cible et NEBULA.

Afin de disposer d'une bonne précision sur la distance de vol du neutron, une estimation de la position d'interaction dans les lattes plastiques est nécessaire. Pour cela la position verticale de l'interaction est déterminée en faisant la différence entre les temps de déclenchement des deux photomultiplicateurs de la latte. Le *commissioning* de mars 2012 a permis de montrer qu'une telle reconstruction est caractérisée par une résolution en moment de $\sigma_p/p = 0.57\%$ pour une énergie du neutron autour de $E_n = 200$ MeV [53].

Le plastique des lattes et des vétos, le BC408, a été fabriqué par Saint-Gobain. Il dispose de caractéristiques qui forment un bon compromis pour la mesure de temps de vol sur de grandes surfaces [52]. En effet il dispose d'une constante de décroissance relativement faible (~ 2.1 ns), associée à une longueur d'atténuation de 380 cm. Les lattes de plastique et les vétos sont équipés, aux deux extrémités, de photomultiplicateurs fabriqués par Hamamatsu.

Le *commissioning* de mars 2012 a permis de montrer que l'efficacité de détection neutron de NEBULA était de 37% pour une épaisseur de plastique de 48 cm. Plus de détails sur l'efficacité de détection de NEBULA sont donnés dans la section 3.3.2.

2.4 Électronique et système d'acquisition

L'utilisation de plusieurs multi-détecteurs lors d'une expérience implique une grande quantité de signaux à traiter. Dans un cas comme le nôtre, cela représente plusieurs milliers de voies d'électronique. Il n'est tout simplement pas possible de les enregistrer dans leur intégralité. Il est nécessaire de construire des conditions physiques pour lesquelles les événements détectés doivent (ou ne doivent pas) être enregistrés. Le système assurant de telles conditions est appelé système d'acquisition (de données). Cette section décrit le système utilisé pendant SAMURAI Day-one.

2.4.1 Déclenchement de l'acquisition

Au RIKEN la construction d'un système d'acquisition est particulièrement délicate. Cela s'explique par le grand nombre de détecteurs utilisés, et par le fait que ceux-ci s'étalent sur plus de 100 m (de la cible de production aux aires expérimentales). Le choix fut pris de centraliser, pour toute l'installation, le déclenchement de l'acquisition des événements [56]. Ce système assure l'enregistrement des données de tous les détecteurs de manière synchrone, ce qui permet une reconstruction directe des événements phy-

siques. Cependant, un tel système requiert la disponibilité de chacun des détecteurs de l'expérience. Or chaque détecteur dispose d'un temps caractéristique (dit *temps mort*) où il est indisponible pour mesurer des événements physiques. Choisir un déclenchement commun limite alors la fréquence de déclenchement de l'acquisition à celle du détecteur le plus lent.

Afin de définir quels événements doivent être enregistrés, le système d'acquisition du RIKEN, nommé RIBFDAQ⁸ fait appel à un module baptisé GTO General Trigger Operator. Ce module a pour rôle d'interpréter les signaux logiques envoyés par les différents modules de détection et, à partir d'un réglage défini par l'utilisateur, de décider si l'enregistrement de l'événement doit avoir lieu. Les détecteurs choisis pour être capables de déclencher l'acquisition étaient :

- les SBT (présence d'ions dans le faisceau incident)
- DALI2 (présence de rayonnements γ)
- l'hodoscope (présence de fragments chargés dans SAMURAI)
- NEBULA (présence de neutrons)

Les schémas représentant la construction du signal logique pour chacun de ces détecteurs sont présentés en figure 2.4.1, 2.4.2, 2.4.3, et 2.4.4. Le déclenchement d'un signal logique pour les détecteurs plastiques exigeait une coïncidence entre les signaux provenant des deux photomultiplicateurs. Pour les multi-détecteurs, leur signal logique était construit comme l'union de tous les signaux individuels des modules les constituant.

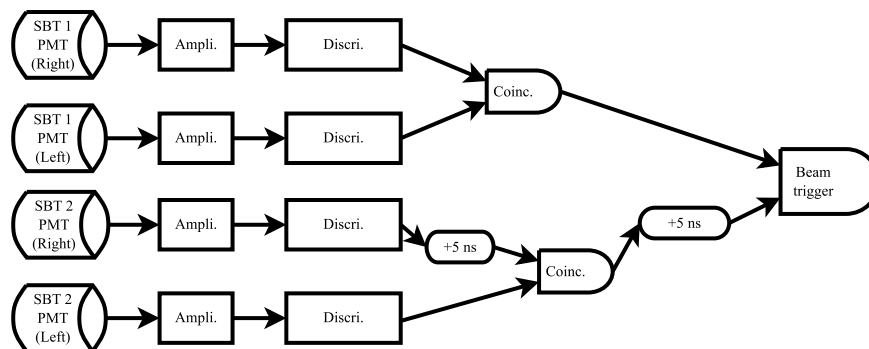


FIGURE 2.4.1: Logique de déclenchement du faisceau.

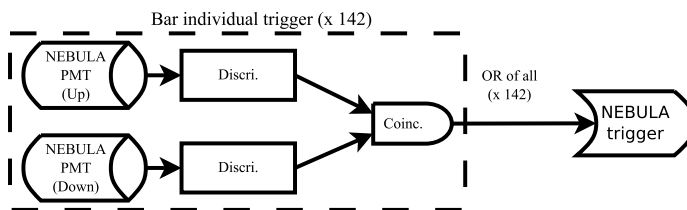


FIGURE 2.4.2: Logique de déclenchement de NEBULA.

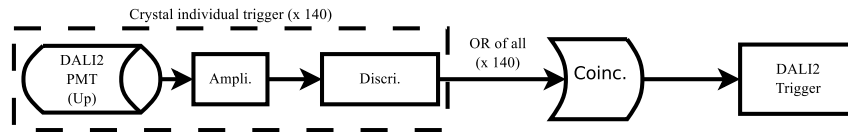


FIGURE 2.4.3: Logique de déclenchement de DALI2.

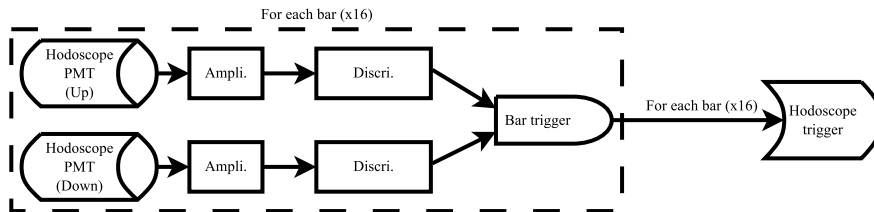


FIGURE 2.4.4: Logique de déclenchement de l'hodoscope.

Une vue du GTO tel que utilisé pendant l'expérience SAMURAI Day-one est présentée en figure 2.4.5. A partir des quatre signaux logiques que recevait le GTO, il fut paramétré une hiérarchie parmi ceux-ci afin de décider quelles coïncidences pouvaient déclencher l'enregistrement de données. Ces réglages furent effectués différemment suivant les faisceaux incidents afin de minimiser le temps mort de l'acquisition.

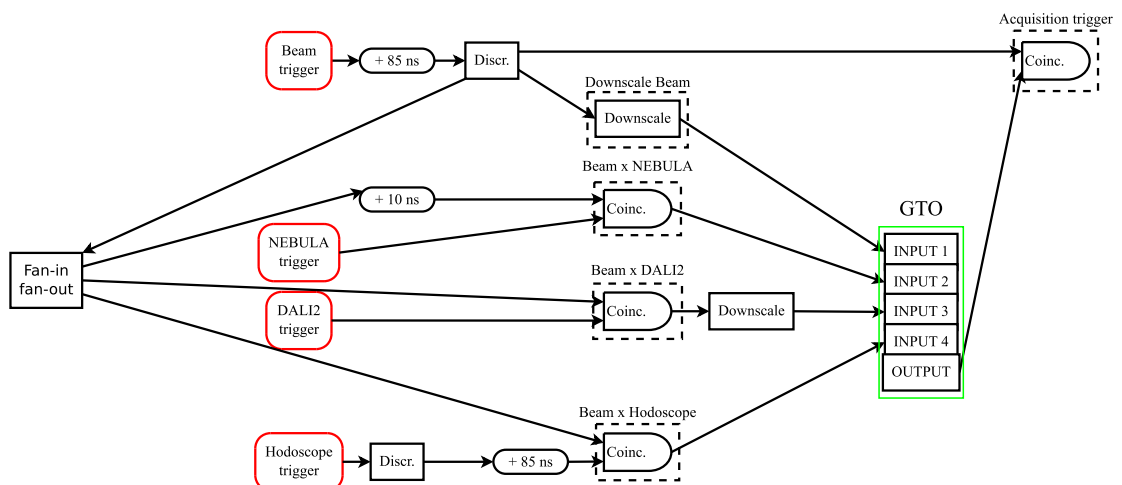


FIGURE 2.4.5: Logique de déclenchement de l'acquisition.

La liste des différents réglages est consultable dans le tableau 2.7. Dans tous les cas la coïncidence du signal faisceau (SBT) fut imposée afin d'assurer qu'une réaction ait bien lieu. Pour les déclenchements dont la fréquence était particulièrement grande, une fraction du taux de comptage (1/10, 1/100, 1/1000, etc...), appelée (Downscale), fut utilisée.

Réglage faisceau	Cible	Déclenchement utilisé	Durée (h)	Temps mort (%)
^{22}C	Carbone	DSB (1/1)	24	21.88
^{22}C	Vide	DSB (1/10) + NEBULA + DALI	11	6.14
^{22}C	Carbone	DSB (1/10) + NEBULA + DALI	10	9.24
$^{23}\text{O} / ^{22}\text{N}$	Carbone	DSB (1/1000) + NEBULA + DALI	4	40.39
$^{23}\text{O} / ^{22}\text{N}$	Carbone	DSB (1/200) + NEBULA + DALI (1/4)	14	28.87
$^{23}\text{O} / ^{22}\text{N}$	Vide	DSB (1/200) + NEBULA + DALI (1/2)	18.8	
^{19}B	Carbone	DSB (1/20) + Beam x NEBULA + DALI	11	19.49
^{19}B	Vide	DSB (1/20) + Beam x NEBULA + DALI	4	11.01
$^{20}\text{N} / ^{19}\text{C}$	Carbone	DSB (1/200) + NEBULA + DALI (1/4)	11	32.8
$^{20}\text{N} / ^{19}\text{C}$	Vide	DSB (1/200) + NEBULA + DALI (1/1)	3	27.98

Tableau 2.7: Réglage du déclenchement de l'acquisition pour les différents réglages faisceau de la campagne SAMURAI Day-one. DSB (1/X) correspond au taux de déclenchements faisceau divisé par X (Downscale Beam) et DALI (1/X) correspond au taux de déclenchements de DALI2 divisé par X. Le temps mort représente le pourcentage d'évènements physiques qui n'ont pas pu être enregistrés par l'acquisition (voir texte).

Chapitre 3

Analyse de données

Afin de pouvoir conduire une analyse par masse invariante il est nécessaire de reconstruire les observables physiques caractérisant les différentes particules intervenant dans la réaction. Pour cela les détecteurs mentionnés dans le chapitre 2 doivent être au préalable étalonnés. Cet étalonnage est décrit dans la première partie de ce chapitre. A partir des informations ainsi obtenues la reconstruction des observables physiques est détaillée dans la seconde partie de ce chapitre. Finalement la description des simulations, utilisées afin de pouvoir exploiter les réponses complexes des multidétecteurs, est détaillée dans la dernière partie du chapitre.

Pour se rappeler les détecteurs utilisés ainsi que leurs positions relatives le lecteur pourra se référer à la figure 3.0.1.

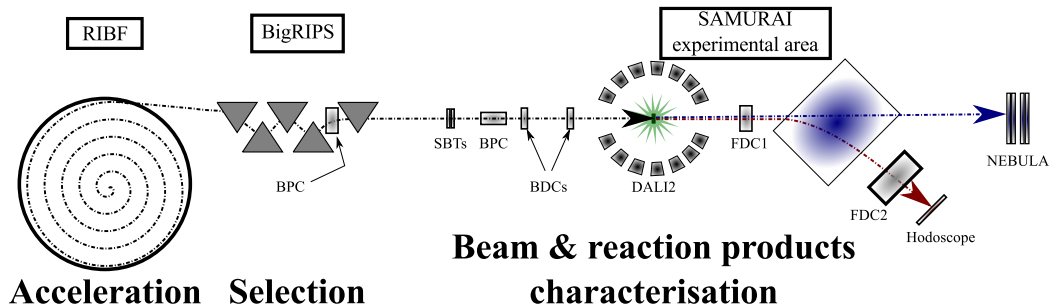


FIGURE 3.0.1: Vue d'ensemble de l'expérience SAMURAI Day-one partant de l'accélération, passant par la sélection du faisceau radioactif, pour finalement arriver dans la salle expérimentale de SAMURAI où le faisceau et les produits de réactions sont caractérisés grâce à différents détecteurs.

3.1 Étalonnage des détecteurs

Les détecteurs utilisés dans la campagne de mesure SAMURAI Day-One permettent la reconstruction des observables physiques nécessaires pour la spectroscopie des noyaux non liés. Cette information se trouve contenue sous la forme d'un signal électrique caractérisé par une forme et une amplitude. L'étalonnage des détecteurs consiste à reconstruire

l'information physique voulue, à partir de ce signal électrique, en tenant compte des caractéristiques de celui-ci et des propriétés de l'interaction des particules avec le détecteur.

3.1.1 Calibration en temps

De nombreux détecteurs (Plastiques, DALI2, NEBULA, hodoscope...) enregistrent une information en temps. L'étalonnage étant identique pour tous les détecteurs cette reconstruction est détaillée ci-dessous.

3.1.1.1 Utilisation d'un TDC

Pour l'ensemble des détecteurs de SAMURAI, la mesure du temps se fait grâce à l'utilisation de modules TDC (Time to Digital Converter). Ces modules, dotés d'une horloge interne, permettent de reconstruire l'intervalle de temps entre deux signaux logiques envoyés au TDC. Ces deux signaux sont communément appelés *start* et *stop*.

Dans le cadre de la campagne de mesure, la référence en temps est la même pour l'intégralité des TDC, et est donnée par le déclenchement de l'acquisition (lors de la coïncidence des signaux des deux SBT). Ce signal est expérimentalement retardé afin de pouvoir servir de signal (*stop*) pour l'expérience. Le signal *start*, quant à lui, est donné par le détecteur lorsque l'amplitude du signal dépasse un certain seuil (préalablement défini pour chaque détecteur).

Une fois la mesure du temps réalisée le module produit un signal analogique dont l'amplitude est proportionnelle à l'intervalle de temps mesuré. L'étalonnage des différents multi-détecteurs consiste donc à retrouver le coefficient de proportionnalité entre l'amplitude du signal enregistré et l'intervalle mesuré. Cette opération est réalisée grâce à l'utilisation d'un générateur d'impulsions (*timing calibrator*) qui permet d'envoyer des impulsions à des intervalles de temps réguliers.

3.1.1.2 Cas particulier de DALI2

Le multi-détecteur DALI2 a la particularité de disposer d'un TDC légèrement différent. En effet, DALI2 est conçu pour pouvoir détecter plusieurs rayons γ en coïncidence (comme dans le cas d'émissions de rayonnements γ en cascade). Afin de pouvoir traiter ce genre d'évènements DALI2 est équipé d'un *TDC multi-hit* capable d'enregistrer plusieurs intervalles de temps, par rapport à une même référence, pour un même cristal.

L'étalonnage d'un tel module est légèrement différent de celui d'un TDC classique. Dans ce cas précis l'une des voies d'entrée du module est utilisée comme référence en temps et doit donc être soustraite à tous les temps reconstruits. A cette différence près, l'étalonnage du TDC se déroule de façon similaire avec l'utilisation d'un *générateur d'impulsions*.

3.1.1.3 Dépendance du temps avec la charge (*walk*)

Comme détaillé dans la section précédente (3.1.1.1), la mesure en temps requiert l'utilisation d'un module TDC et de deux signaux logiques *start* et *stop*. Comme mentionné précédemment, les discriminateurs utilisés étant de type *Leading Edge*, ceux-ci ne produisent un signal logique que si l'amplitude du signal analogique dépasse un certain seuil.

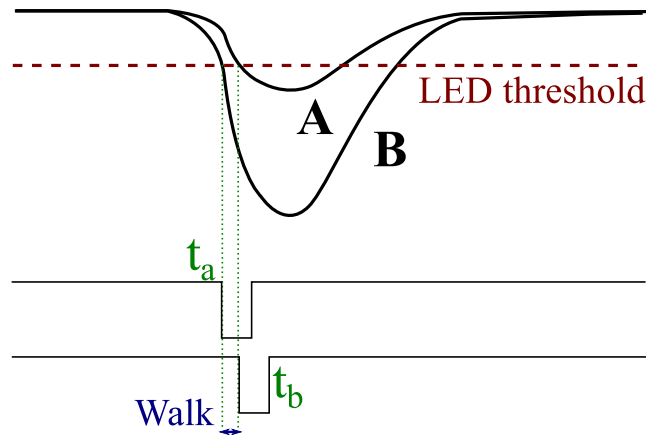


FIGURE 3.1.1: Effet du *walk* produit par un discriminateur à seuil sur les temps de déclenchement d'un TDC. Pour deux signaux (A et B) produits à un même instant mais d'amplitudes différentes, le discriminateur à seuil produit deux temps de déclenchement différents (t_a et t_b) induisant une corrélation entre l'amplitude du signal et le temps associé à celui-ci (effet appelé *walk*).

Ce genre de déclenchement est sensible à la forme du signal et peut induire une incertitude sur le moment de déclenchement du signal logique. Il en résulte donc une dépendance (appelé *walk* ou *slew*) entre la charge du signal et le temps reconstruit par le TDC.

Une procédure pour corriger le *walk* est proposée en section 3.1.4.2. Celle-ci fut développée pour l'hodoscope, des procédures similaires peuvent être appliquées pour les autres détecteurs.

3.1.2 Les détecteurs faisceau

Les détecteurs nécessaires à la caractérisation en masse et énergie du faisceau incident sont au nombre de trois : le compteur proportionnel BPC, la chambre à ionisation ICB et les scintillateurs plastiques F3, F7, SBT1 et SBT2. L'étalonnage de ces différents détecteurs est décrit ci-dessous.

3.1.2.1 Temps de vol

La mesure de temps de vol du faisceau est effectuée entre les scintillateurs plastiques situés en F3, F7 et F13 (SBT). L'étalonnage des TDC associés aux différents plastiques permet de convertir les signaux analogiques en un temps. Cependant, le temps obtenu

n'est pas une mesure absolue et est affecté par différents paramètres (longueur des câbles, traitements des données etc...). Ainsi la différence des temps de deux TDC donne le temps de vol à une constante près. Afin de la déterminer, nous avons utilisé un faisceau de référence dont le temps de vol entre les deux plastiques est connu.

Pour reconstruire le temps de vol théorique d'un faisceau de référence nous avons utilisé la valeur de rigidité magnétique mesurée le long de la ligne BigRIPS (mesure effectuée par l'équipe en charge de l'installation). Cette valeur permet de reconstruire le temps de vol théorique de l'isotope et donc de déduire la constante corrective à appliquer au temps de vol expérimental. La ligne de BigRIPS étant pourvue de nombreux détecteurs, il est nécessaire de tenir compte des différentes pertes d'énergie que peut subir l'isotope en traversant ces matériaux.

Dans ce but nous avons utilisé le logiciel LISE++ [57]. Celui-ci permet, entre autre, de simuler la production d'un faisceau radioactif et la transmission par un spectromètre de masse de ce faisceau produit. La version que nous avons utilisée pour cette analyse comporte la table de masse isotopique de AME 2012 (*Atomic Mass Evaluation 2012* [7]).

Nous avons adapté la simulation de la ligne de faisceau, fournie par l'équipe de BigRIPS, aux spécifications de l'expérience SAMURAI Day-One. Pour l'analyse de données et la reconstruction de l'énergie du faisceau, nous avons décidé d'utiliser le temps de vol entre F7 et F13 plutôt qu'entre F3 et F13 afin d'avoir un meilleur contrôle des pertes d'énergie.

Une distribution typique des temps de vols, obtenue avec une telle reconstruction, est présentée en figure 3.1.2.

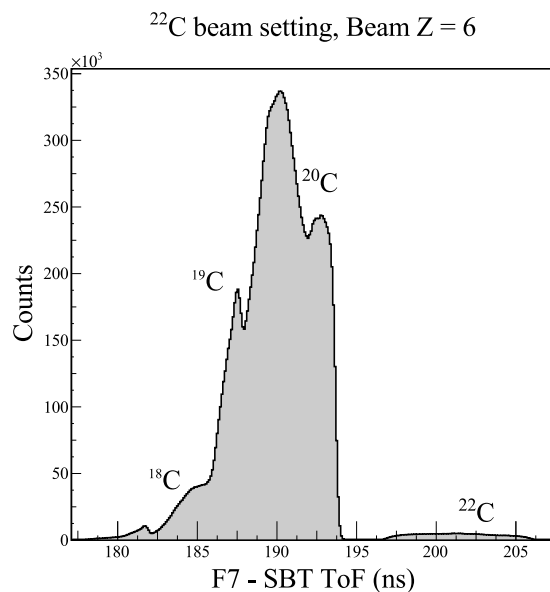


FIGURE 3.1.2: Distribution du temps de vol entre le plan focal F7 et les SBTs. Le réglage faisceau utilisé est celui du ^{22}C . Chaque structure apparente dans le spectre correspond à un isotope différent.

La résolution obtenue sur ce temps de vol, provenant des TDC, est de l'ordre 300 ps.

3.1.2.2 Perte d'énergie

Pour reconstruire le numéro atomique de l'ion il est nécessaire d'utiliser la quantité d'énergie déposée par ce dernier dans le détecteur. Le signal sortant du détecteur est analysé par un QDC (*Charge to Digital Converter*) qui renvoie une valeur proportionnelle à l'intégrale du signal de l'ICB, et donc, à la charge déposée. L'étalonnage du détecteur consiste donc à retrouver cette relation de proportionnalité.

Pour cela nous nous sommes servi de différents faisceaux de référence dont les vitesses sont connues. Pour reconstruire l'énergie perdue de manière théorique par ces faisceaux nous avons utilisé les paramètres (gaz, température, pression, épaisseur) exploités lors de l'expérience ainsi que les tables de perte d'énergie provenant de LISE++. Un exemple de distribution en charge, obtenue avec l'ICB, est présenté dans la figure 3.1.3.

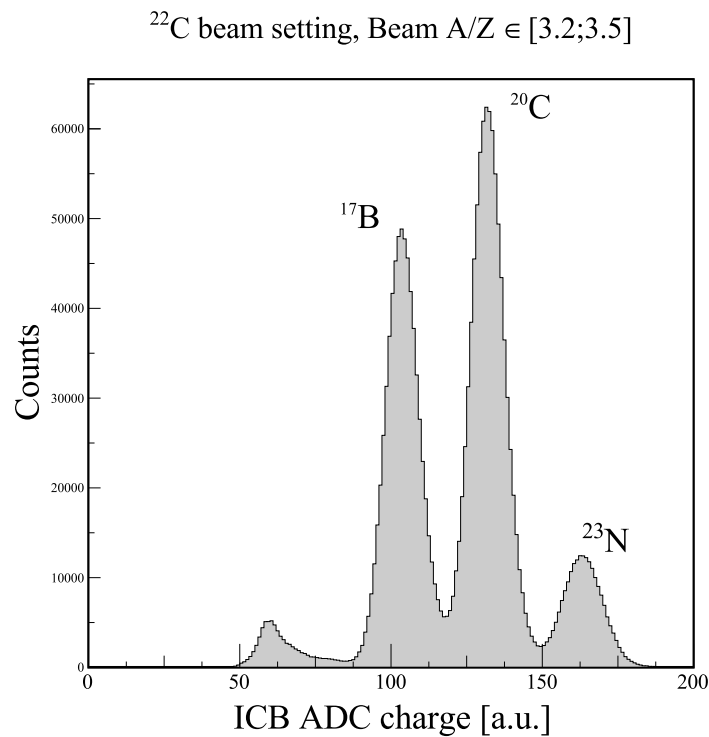


FIGURE 3.1.3: Distribution de la charge mesurée par l'ADC de l'ICB. Le réglage faisceau utilisé est celui du ^{22}C . Chaque structure dans le spectre correspond à une valeur différente de Z pour les isotopes incidents $Z = 5, 6, 7, \dots$

Les isotopes dont la charge est différente y apparaissent clairement séparés, ce qui nous permet de réaliser la reconstruction du nombre de protons aisément.

3.1.2.3 Rigidité magnétique

Comme cela a été mentionné dans la section 2.2.3, la rigidité magnétique des ions du faisceau est reconstruite grâce à l'utilisation du compteur proportionnel BPC. Ce détecteur se trouve placé dans le plan focal F5, après le dipôle D4. La dispersion des ions dans le plan focal F5 dépend du réglage de D4, et il est possible de reconstruire la

rigidité des ions en utilisant la relation suivante :

$$B\rho_{F5} = \left(1 + \frac{X_{BPC}}{\delta}\right)B\rho_0 \quad (3.1.1)$$

où $B\rho_{F5}$ représente la rigidité magnétique de l'ion incident, X_{BPC} la position reconstruite de l'ion dans le plan F5, δ le pouvoir dispersif de l'aimant, et $B\rho_0$ la valeur de la rigidité magnétique pour une trajectoire centrale.

La rigidité magnétique centrale, ainsi que le pouvoir dispersif de l'aimant, dépendent directement du réglage de l'aimant et de la valeur du champ magnétique généré. Leurs valeurs sont différentes suivant les réglages de BigRIPS considérés et ont donc été ajustées sur les informations fournies par l'équipe du spectromètre. En particulier, les réglages de ^{22}C et ^{19}B , dont les $B\rho_0$ sont à la limite de l'acceptance de la ligne, ont requis un réglage particulier de la ligne (appelé *High $B\rho_0$ mode*) ce qui entraîne une dispersion en moment différente des autres réglages.

La rigidité magnétique des ions du faisceau est affectée par des pertes d'énergie dans les différents détecteurs utilisés le long de la ligne. Elle doit donc être extrapolée en F13 après avoir été reconstruite en F5. Cette correction est obtenue grâce à la simulation LISE++ mentionnée dans la section 3.1.2.1.

3.1.3 Reconstruction des trajectoires

La reconstruction des trajectoires du faisceau incident et des fragments de réaction est effectuée à partir des quatre chambres à dérive décrites dans le chapitre 2 (BDC1, BDC2, FDC1 et FDC2). L'étalonnage de ces différents détecteurs est identique, et est décrit dans la section ci-dessous.

3.1.3.1 Étalonnage de la distance de dérive

Afin de reconstruire la trajectoire des ions, nous utilisons la position des ions dans les différentes chambres à dérive dont nous disposons. Pour connaître la position dans un détecteur, nous mesurons plan par plan la distance entre la position de l'isotope incident et le fil le plus proche. Cette distance, appelée *distance de dérive* correspond à la distance que vont parcourir les paires électron-ion (créées par l'ionisation du gaz) jusqu'à l'anode (respectivement la cathode) la plus proche. Lorsque le signal induit par le déplacement des charges dépasse un certain seuil, une mesure de temps est effectuée, grâce à un TDC, entre la chambre et les SBT. La relation entre ce temps et la distance de dérive est exprimée dans la relation 3.1.2.

$$D = \int_{t_{start}}^{t_{stop}} v(t) dt \quad (3.1.2)$$

Dans cette relation, D représente la distance de dérive, t_{start} et t_{stop} les temps de déclenchement et d'arrêt et $v(t)$ la vitesse de dérive des électrons dans le gaz. Pour

pouvoir exploiter expérimentalement cette équation il est nécessaire de déterminer la vitesse de dérive. En supposant le problème unidimensionnel (symétrie cylindrique autour des anodes) il est possible de réécrire cette dernière comme ci-dessous 3.1.3.

$$v(t) = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dN} \cdot \frac{dN}{dt} \quad (3.1.3)$$

Dans ce cas, $\frac{dN}{dr}$ représente la distribution radiale des événements mesurés et $\frac{dN}{dt}$ la distribution des temps de dérive mesurés. En supposant que la distribution radiale des événements est indépendante du temps, on peut alors modifier l'équation 3.1.2 de la façon suivante :

$$\begin{aligned} D &= \int_{t_{start}}^{t_{stop}} v(t) dt = \int_{t_{start}}^{t_{stop}} \frac{dr}{dN} \cdot \frac{dN}{dt} dt \\ &= \frac{dr}{dN} \int_{t_{start}}^{t_{stop}} \frac{dN}{dt} dt \end{aligned} \quad (3.1.4)$$

Expérimentalement cette distribution des temps de dérive est accessible, et il est possible de calculer son intégrale. La valeur maximale de cette distribution est proportionnelle à la distance maximale de dérive (égale à la moitié de la distance entre deux anodes). A l'inverse la valeur minimale correspond à une distance de dérive nulle (voir figure 3.1.4). En se servant de ces deux valeurs connues il est possible de reconstruire la relation entre le temps mesuré est la distance de dérive (voir figure 3.1.4).

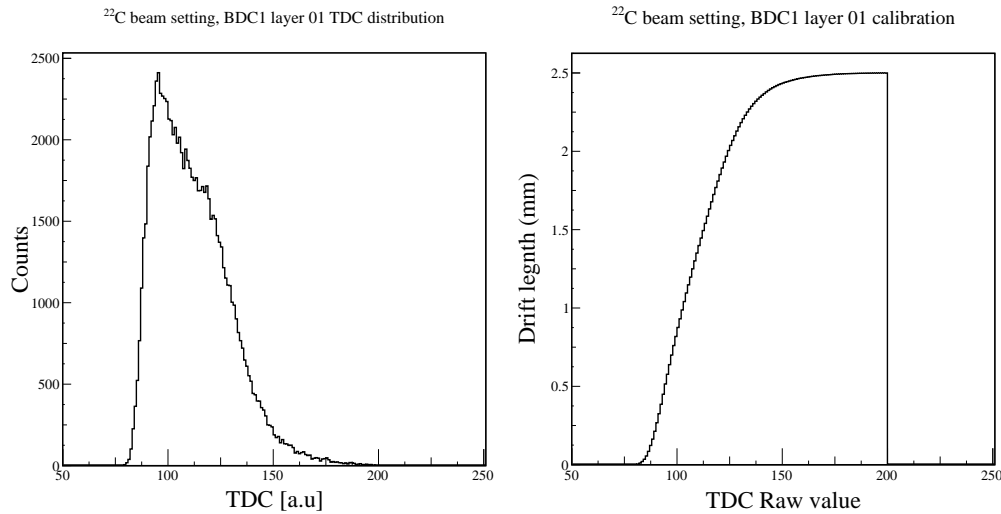


FIGURE 3.1.4: La figure de gauche représente la distribution brute en temps du premier plan de fils de la BDC1. La distribution de droite présente la distance de dérive en fonction du temps mesuré obtenue après l'étalonnage décrit dans le texte.

3.1.3.2 Reconstruction des positions

La reconstruction de la position des ions dans les différentes chambres à dérive est effectuée de manière indépendante dans les directions verticale et horizontale. Pour chacune de ces directions, la trajectoire de la particule au sein de la chambre considérée est reconstruite comme la régression linéaire des fils touchés dans chaque plan de fils. Les chambres à dérive pouvant présenter, pour un même plan, plusieurs fils touchés, un algorithme a été développé afin de discriminer les différentes trajectoires possibles. Cet algorithme est décrit ci-dessous.

On considère l'ensemble des trajectoires possibles en supposant qu'un seul fil par plan est touché. Pour chacune de ces trajectoires, une régression linéaire est effectuée en affectant un poids à la position de chaque fil touché. Ce poids est inversement proportionnel à la distance de dérive mesurée. Les χ^2 de ces différentes régressions linéaires sont calculés et la trajectoire retenue est celle présentant la valeur la plus faible. A partir de cette dernière les positions des isotopes incidents sont reconstruites dans les directions verticale et horizontale au milieu de la chambre.

3.1.3.3 Reconstruction des angles

La trajectoire du faisceau incident, ainsi que la position sur cible, sont obtenues par extrapolation des positions mesurées sur les deux BDC (voir figure 3.1.5). Cette trajectoire est caractérisée par les angles θ_x et θ_y dont les définitions sont :

$$\begin{aligned}\theta_x &= \arctan\left(\frac{X_{\text{BDC2}} - X_{\text{BDC1}}}{Z_{\text{BDC2}} - Z_{\text{BDC1}}}\right) \\ \theta_y &= \arctan\left(\frac{Y_{\text{BDC2}} - Y_{\text{BDC1}}}{Z_{\text{BDC2}} - Z_{\text{BDC1}}}\right)\end{aligned}\quad (3.1.5)$$

où, X_{BDC1} , Y_{BDC1} , X_{BDC2} , Y_{BDC2} sont les positions mesurées du faisceau dans les chambres à dérive et Z_{BDC1} , Z_{BDC2} sont les positions des chambres le long de l'axe du faisceau.

La reconstruction de la trajectoire du fragment chargé est effectuée grâce à la FDC1. Cependant l'utilisation de la reconstruction angulaire interne de cette chambre ne permet pas d'avoir une résolution suffisamment performante. Afin de l'améliorer il est nécessaire d'utiliser une autre mesure en position. Nous avons choisi d'utiliser la position sur la cible, reconstruite à partir des mesures de la BDC1 et la BDC2. Les angles θ_x et θ_y du fragment sont donc définis comme ci-dessous :

$$\begin{aligned}\theta_x &= \arctan\left(\frac{X_{\text{FDC1}} - X_{\text{Target}}}{Z_{\text{FDC1}} - Z_{\text{Target}}}\right) \\ \theta_y &= \arctan\left(\frac{Y_{\text{FDC1}} - Y_{\text{Target}}}{Z_{\text{FDC1}} - Z_{\text{Target}}}\right)\end{aligned}\quad (3.1.6)$$

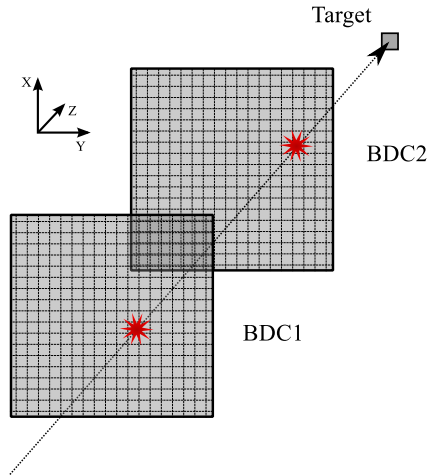


FIGURE 3.1.5: Reconstruction de la position sur la cible par extrapolation des positions des deux BDC.

3.1.3.4 Alignement des chambres et résolution

Les trajectoires du faisceau incident et du fragment chargé étant reconstruites à partir des chambres à dérive BDC1, BDC2 et FDC1, il est particulièrement important de s'assurer que les trois chambres sont bien alignées. Une telle vérification peut être faite en utilisant une cible vide et en observant la différence entre la position mesurée par une chambre et la position reconstruite par les deux autres. Le faisceau n'ayant pas été dévié, la distribution observée doit être centrée autour de 0 mm, et permet donc de corriger la position d'une chambre par rapport aux deux autres. Un exemple d'une telle analyse est présenté pour la BDC2 dans la figure 3.1.6. Nous avons choisi, dans cette analyse, de corriger la position de la BDC2 à partir des deux autres chambres. Ce choix fut fait afin d'avoir une distance maximale entre les deux positions que nous utilisons pour interpoler la trajectoire.

Dans le cas de la FDC2 il n'existe pas d'autre point de mesure pour améliorer la résolution angulaire. Cependant cette chambre à dérive dispose d'une épaisseur totale de sa zone active trois fois plus importante que celle de la FDC1, améliorant d'autant la résolution intrinsèque.

Afin de vérifier l'étalonnage en position réalisé pour la chambre, nous avons développé une méthode basée sur la mesure de coïncidences sur l'hodoscope. Cette méthode consiste à analyser les événements pour lesquels une particule chargée est passée à travers l'interface séparant deux lattes contiguës. Pour sélectionner ces événements il est nécessaire de regarder la corrélation entre la somme des charges reconstruites pour les deux lattes et le temps mesuré par l'une des lattes. Cela permet de distinguer les événements pour lesquels un isotope a traversé deux lattes, des déclenchements fortuits. Une fois ces événements sélectionnés on peut alors reconstruire la position sur l'hodoscope en extrapolant à partir de la FDC2 (voir 3.1.7).

Cette reconstruction permet de mettre en évidence des pics marquant les positions

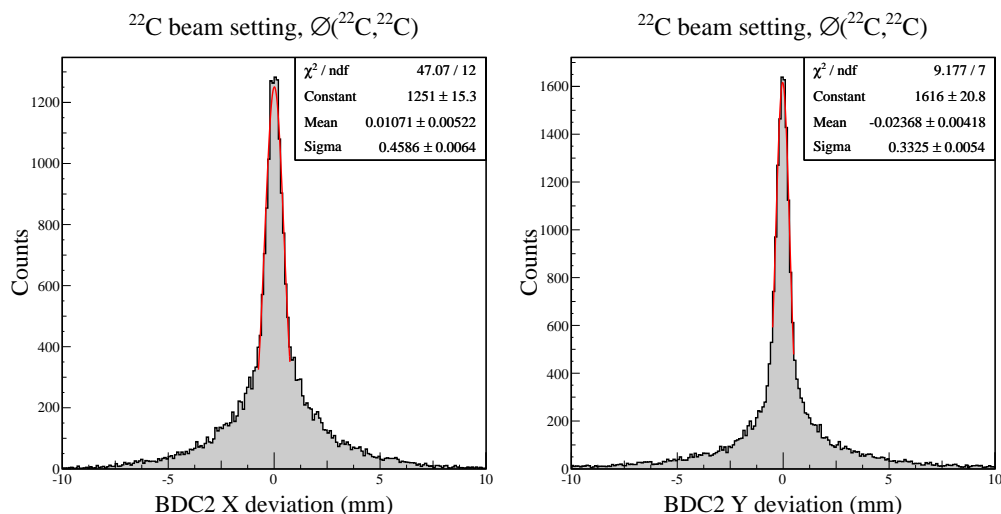


FIGURE 3.1.6: Mesure de l'alignement relatif des chambres à dérives. Les positions mesurées à partir de la BDC2 sont comparées aux valeurs interpolées à partir de la BDC1 et la FDC1. La déviation obtenue après alignement est représentée sur la figure de gauche (pour la direction X) et sur la figure de droite (pour la direction Y).

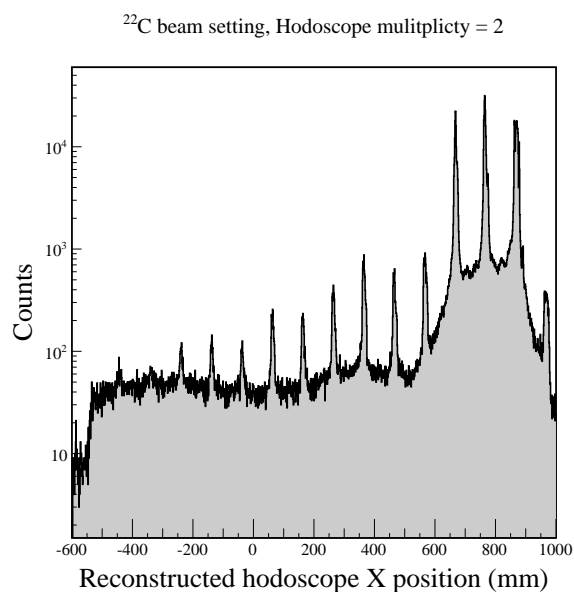


FIGURE 3.1.7: Distribution de la position des ions sur l'hodoscope extrapolée à partir de la FDC2. Cette position est reconstruite lorsque deux lattes de l'hodoscope présentent un signal. Les structures observées correspondent aux interfaces entre deux lattes successives.

des interfaces entre deux lattes. La distance séparant deux pics successifs est de 10 cm, ce qui correspond à la largeur d'une latte. Cette vérification ne permet pas de quantifier la qualité de la reconstruction, mais nous permet de vérifier le bon fonctionnement de la FDC2.

3.1.4 Étalonnage de l'hodoscope

L'hodoscope a pour but de permettre l'identification des éventuels produits chargés provenant de la réaction. Cette identification requiert une mesure de l'énergie perdue par les fragments chargés passant par l'hodoscope, ainsi que la mesure en temps associée. Chaque latte est munie à ses deux extrémités de photomultiplicateurs reliés à une chaîne électronique indépendante. L'utilisation des deux signaux en coïncidence améliore la résolution de la reconstruction en temps et en charge.

3.1.4.1 Étalonnage en énergie

L'énergie déposée par une particule lors de son passage dans l'hodoscope est convertie en signal lumineux. Ce dernier est émis de manière isotrope et il subit une atténuation dans la latte avant d'arriver aux deux extrémités. Cette atténuation suit au premier ordre la loi de Beer-Lambert [51] qui est caractérisée par une constante d'atténuation λ propre au plastique. L'interaction n'ayant pas nécessairement lieu au milieu de la latte, les énergies lumineuses récoltées en haut (A_t) et en bas (A_b) de la latte sont différentes et non proportionnelles à l'énergie initialement déposée.

Pour s'affranchir de ce problème, il est utile de reconstruire la moyenne géométrique A des intensités mesurées avec les deux PM (voir équation 3.1.7). En supposant qu'il n'y ait pas de perte de lumière dans la latte considérée, cette grandeur est alors directement proportionnelle à l'énergie initiale déposée. L'étalonnage de l'hodoscope consiste alors à trouver la relation de proportionnalité entre l'énergie déposée et la grandeur reconstruite.

$$\begin{aligned} A_t &\sim A_0 \times e^{-\lambda x_t} \\ A_b &\sim A_0 \times e^{-\lambda x_b} \\ A &\sim \sqrt{A_t \times A_b} \sim A_0 \times e^{-\lambda(x_t+x_b)} \sim A_0 \times e^{-\lambda L} \end{aligned} \quad (3.1.7)$$

où L est la longueur de la barre.

La procédure d'étalonnage en énergie de l'hodoscope est réalisée à partir des données expérimentales prises avec une cible vide. La nature, ainsi que la vitesse des différents isotopes, sont alors connues et peuvent servir de référence. Pour identifier les différents isotopes dans l'hodoscope, la corrélation entre la charge du signal et le temps de vol associé est reconstruite (voir figure 3.1.8). Après avoir identifié la nature des différents isotopes détectés dans l'hodoscope, et en utilisant la mesure de la vitesse de ces derniers, nous avons utilisé le programme LISE++ pour estimer les pertes d'énergie correspondantes. L'étalonnage est réalisé à partir d'une régression linéaire de la courbe de corrélation entre les pertes d'énergies ainsi estimées et la charge des signaux expérimentaux.

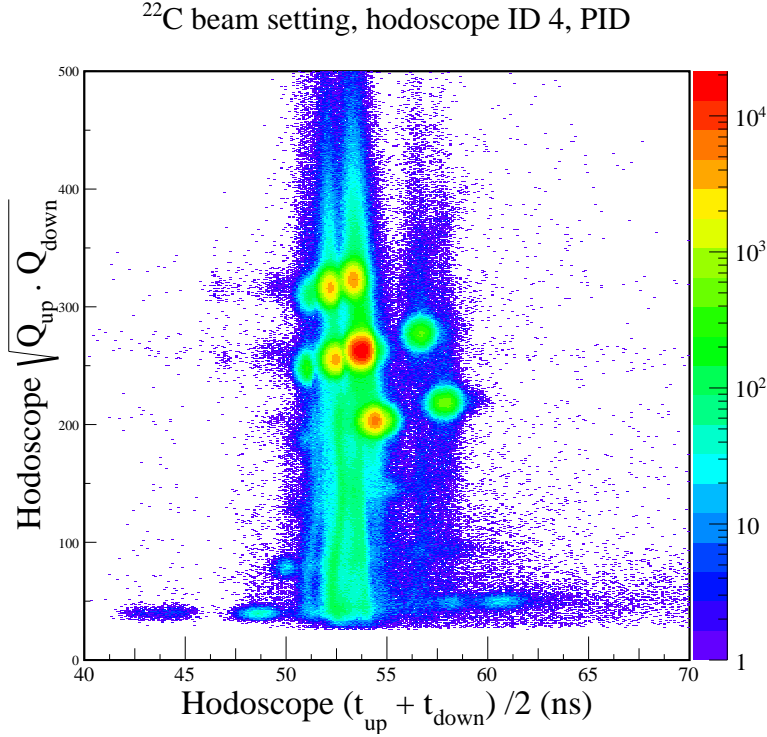


FIGURE 3.1.8: Identification de particules dans l'hodoscope. Celle-ci est déterminée à partir du temps et de la charge, mesurés par la latte numéro 4 de l'hodoscope.

3.1.4.2 Étalonnage en temps

L'étalonnage en temps de l'hodoscope est nécessaire afin de pouvoir reconstruire le temps de vol des fragments chargés. Le temps propre à chaque latte est calculé comme étant la moyenne arithmétique des temps individuels obtenus à partir des deux extrémités. Ce calcul permet de s'affranchir de la dépendance en position des temps de chaque extrémité.

$$T = \frac{T_{up} + T_{down}}{2} \quad (3.1.8)$$

Dans le cas de l'hodoscope l'étalonnage des TDC associés n'est pas suffisant : en effet le déclenchement de l'acquisition est gouverné par le déclenchement des SBT (voir 2.4). De fait, le temps étalonné de l'hodoscope représente le temps de vol entre les plastiques et l'hodoscope et non entre la cible et ce dernier. Il est nécessaire de corriger, événement par événement, le temps de vol des ions du faisceau entre les plastiques SBT et la cible. Ce temps de vol peut être reconstruit à partir de la distance mesurée entre les deux détecteurs et la cible d'une part, et la vitesse des ions du faisceau d'autre part.

De la même façon que pour la mesure du temps de vol faisceau (voir 3.1.2.1), le temps reconstruit est affecté d'un décalage. Il est estimé en comparant les valeurs reconstruites à des valeurs théoriques pour des ions de vitesse connue et dont la longueur de la trajectoire est estimée grâce à la simulation décrite dans la section 3.3.1.

Le dernier effet à prendre en compte est l'effet du *walk* subit par les TDC (mentionné

dans 3.1.1.3). Cet effet introduit une corrélation entre la charge et le temps, mesurés dans une latte.

Afin de corriger cet effet il est tout d'abord nécessaire de sélectionner les particules chargées ayant traversé l'interface entre deux lattes (voir section 3.1.3.4). En regardant alors, pour ces événements, la corrélation entre la charge mesurée et le temps de vol, il est possible de voir apparaître une tendance à basse énergie (voir figure 3.1.9). Afin de corriger cette tendance nous avons ajusté, pour chaque latte, la fonction donnée par l'équation suivante :

$$T = A + \frac{B}{\sqrt{Q}} \quad (3.1.9)$$

où Q et T représentent respectivement la charge et le temps mesurés pour une latte de l'hodoscope, et où A et B sont les paramètres à ajuster.

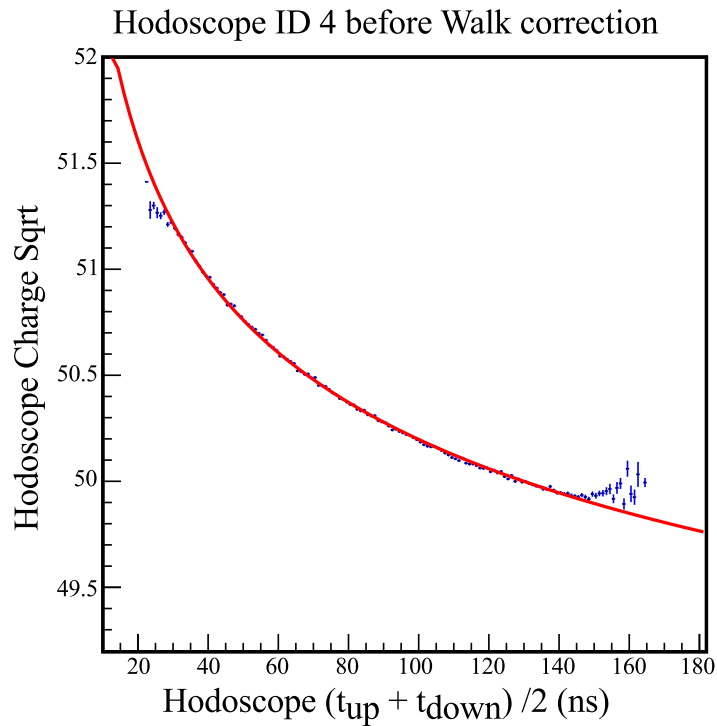


FIGURE 3.1.9: Corrélation entre la charge et le temps reconstruits par l'hodoscope pour une espèce donnée. La tendance observée correspond au walk du TDC. Elle est ajustée avec la fonction de l'équation 3.1.9 (représentée en rouge).

3.1.5 Étalonnage de NEBULA

Dans une expérience cherchant à mesurer des états non liés d'isotopes riches en neutrons, par spectroscopie en masse invariante, la détection des neutrons est une étape cruciale. En effet la résolution de la reconstruction de l'énergie des neutrons (dominée par la résolution spatiale) est généralement la principale contribution à la résolution en énergie relative. Pour approfondir les notions abordées dans cette section le lecteur pourra se référer à [58].

3.1.5.1 Étalonnage en énergie déposée

La discrimination entre les interactions dues aux rayonnements gamma et les interactions dues aux neutrons est basée sur la quantité d'énergie déposée dans la latte touchée. Il est nécessaire, afin de rendre cette discrimination aussi efficace que possible, d'étalonner la charge du signal transmis par les photomultiplicateurs. De manière similaire à ce qui est fait pour l'hodoscope, cette dernière est reconstruite comme étant la moyenne géométrique des charges récoltées aux deux extrémités (voir section 3.1.4.1).

L'étalonnage en charge de NEBULA a été réalisé à partir de trois points de référence dont l'énergie déposée est connue : le *pedestal*, les muons cosmiques et les rayonnements gamma issus d'une source d'AmBe. Une fois les trois mesures effectuées nous avons procédé à l'étalonnage par ajustement d'un polynôme du premier ordre.

Le *pedestal* est le signal mesuré par l'électronique en l'absence de toute forme de source de rayonnement. Ce signal est induit par le bruit électronique de la chaîne de mesure. N'étant causé par aucun événement physique, il correspond à une valeur nulle d'énergie déposée dans la latte. Il est donc mesuré sur des données décorrélatées de toute origine physique, comme par exemple l'étalonnage des modules TDC à partir d'un générateur d'impulsion.

Les muons proviennent de la collision des particules cosmiques (principalement des protons) avec les molécules de l'atmosphère terrestre. Leur trajectoire est proche de la verticale et leur énergie est de l'ordre de 4 GeV au niveau de la surface terrestre. Une simulation complète du dispositif, prenant en compte l'angle d'incidence des muons permet d'obtenir une valeur moyenne de perte d'énergie de 29.9 MeV des muons dans chaque latte [58].

Cette perte d'énergie suit une fonction de Landau [51]. La perte d'énergie moyenne des muons a donc été estimée à partir d'un ajustement des données avec une fonction composée d'une fonction de Landau et d'une fonction exponentielle (cette dernière prenant en compte le bruit ambiant de la salle). Un exemple est présenté en figure 3.1.10.

La source d'AmBe produit des rayonnements gamma d'énergie de 4.4 MeV (pour plus de précision voir la section 3.1.6). La section efficace d'interaction photoélectrique des rayonnements gamma, dans les lattes de NEBULA (en BC408), est négligeable devant celle de l'effet Compton. Ainsi, afin de retrouver l'énergie correspondante à celle du gamma incident il convient de regarder le front Compton décrit dans la section 3.1.6. La section efficace différentielle d'interaction de l'effet Compton est modélisée par la formule de *Klein-Nishina* [51] :

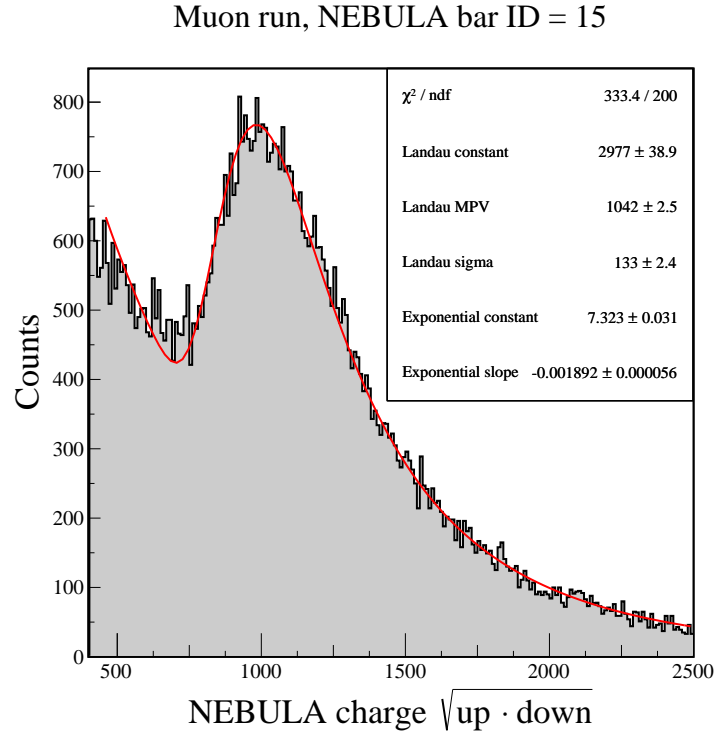


FIGURE 3.1.10: Distribution de la charge déposée par les muons dans la latte 15 de NEBULA. La courbe en rouge représente l’ajustement réalisé (une fonction de landau plus une exponentielle).

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \alpha^2 r_c^2 P(E_\gamma, \theta)^2 \left(\frac{P(E_\gamma, \theta) + P(E_\gamma, \theta)^{-1} - 1 + \cos^2(\theta)}{2} \right) \\
 r_c &= \frac{\hbar}{m_e c^2} \\
 P(E_\gamma, \theta) &= \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \cos(\theta)}
 \end{aligned} \tag{3.1.10}$$

où α est la constante de structure fine, \hbar la constante de Planck réduite, m_e la masse de l’électron, θ l’angle de diffusion du rayon gamma, et E_γ son énergie incidente. $P(E_\gamma, \theta)$ représente la fraction d’énergie diffusée.

Lors de la diffusion Compton l’énergie déposée dans le cristal est limitée par une valeur maximale pour laquelle la section efficace de réaction est maximale. Il est possible de relier cette valeur à l’énergie du photon incident et donc de l’utiliser pour étalonner le détecteur.

Cependant, la distribution de probabilité de la charge expérimentalement créée par le passage d’un photon n’est pas directement proportionnelle à celle décrite par la formule 3.1.10. En effet, afin de pouvoir être ajustée aux données, la distribution de probabilité 3.1.10 doit être convoluée par la résolution en énergie des lattes de NEBULA. La forme de cette résolution étant non triviale et l’opération de convolution étant complexe il est courant d’estimer la position du front Compton à partir du maximum de la distribution

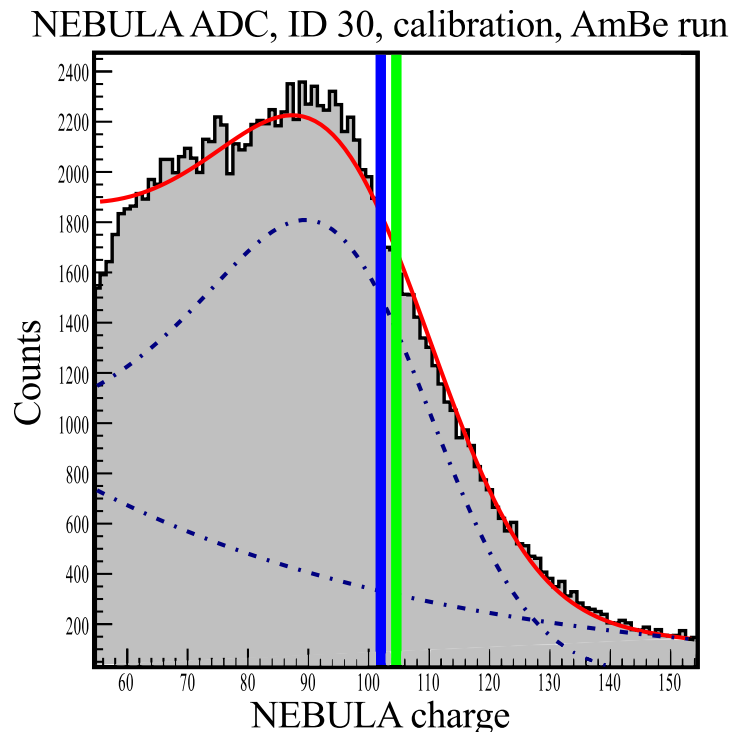


FIGURE 3.1.11: Distribution de la charge récoltée par la latte 30 de NEBULA avec une source d'AmBe. La courbe en rouge représente l'ajustement réalisé pour reproduire le front Compton. Les courbes en pointillés bleus sont les deux composantes de cette fonction utilisée pour ajuster le spectre. La ligne verticale bleue représente la position du front Compton déterminée à partir de la méthode empirique et la ligne verte à partir de l'ajustement (voir texte).

observé expérimentalement. Dans la collaboration la position de ce maximum était parfois repérée en prenant la position, située après le maximum de la distribution, correspondant à 80% de la valeur de ce dernier. Afin de vérifier cette valeur empirique j'ai réalisé l'ajustement des données expérimentales avec l'équation 3.1.10, en supposant que la résolution de NEBULA suivait une distribution gaussienne. Un exemple d'ajustement est présenté en figure 3.1.11 ainsi que la position du front Compton déterminée à partir des deux méthodes.

Les deux résultats apparaissent très proches l'un de l'autre, validant ainsi les deux méthodes et permettant l'étalonnage en charge de NEBULA.

3.1.5.2 Étalonnage en temps

Le temps individuel de chaque latte est déterminé comme étant la moyenne arithmétique des temps obtenus aux deux extrémités. De manière similaire à l'étalonnage en temps de l'hodoscope, la reconstruction du temps de vol des neutrons nécessite, en plus de l'étalonnage des TDC, une correction du *walk* de ces derniers, ainsi qu'une correction du temps de vol entre les SBT et la cible. Ces corrections sont effectuées de manière similaire à celle de l'hodoscope, le lecteur peut se référer à la section 3.1.4.2 pour leur traitement. Le spectre typique de temps obtenu pour une latte de NEBULA est présenté en figure 3.1.12.

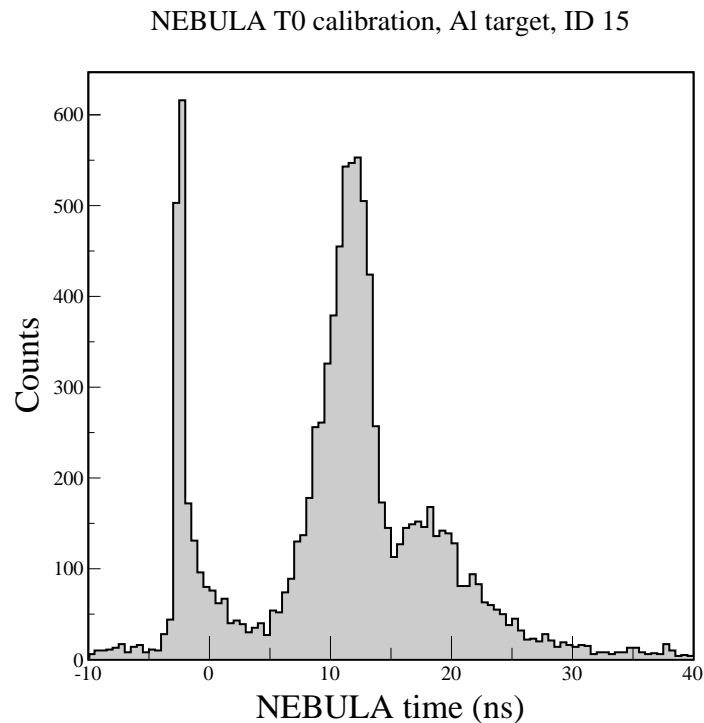


FIGURE 3.1.12: *Distribution en temps mesuré avec la latte 15 de NEBULA. Les données ont été prises dans le cas de réactions sur une cible d'aluminium. La première structure, étroite, correspond aux rayonnements gamma provenant de la cible. La seconde structure, plus large correspond aux neutrons produits par des réactions nucléaires dans la cible.*

Ce spectre de temps de vol comporte deux structures distinctes : un pic étroit et une structure plus large pour des temps plus importants. La structure étroite correspond à des rayonnements gamma qui sont émis suite à l'interaction des ions du faisceau avec la cible. La deuxième structure correspond à l'arrivée des neutrons dans le détecteur : plus lents, et avec une distribution en vitesse plus large. Afin de pouvoir reconstruire le temps de vol absolu des neutrons, les rayons gamma sont utilisés comme référence. Pour cela, des mesures ont été effectuées avec une cible d'aluminium d'épaisseur de 2 cm permettant l'émission d'un grand nombre de rayonnements gamma. A partir de ces données, la mesure du décalage en temps du pic gamma est effectuée pour l'ensemble des lattes du détecteur. Cette estimation est faite à partir de la valeur moyenne d'un ajustement avec une fonction gaussienne.

Les effets de la correction sont présentés en figure 3.1.13, où est représenté le temps de vol mesuré par chaque latte en fonction de son identifiant. On y remarque pour chaque latte deux structures visibles : une première, fine, située aux alentours de 40 ns et une seconde, plus large, située pour des temps plus grands. La première structure correspond à la détection des rayonnements gamma provenant de la cible, la seconde aux neutrons produits par la réaction. La figure 3.1.13 permet de noter que les temps de déclenchement se succèdent dans l'ordre attendu : tout d'abord les vétos (indices 120 à 132), puis les deux couches du premier mur (indice 0 à 30 et 31 à 60), les seconds vétos (indices 133

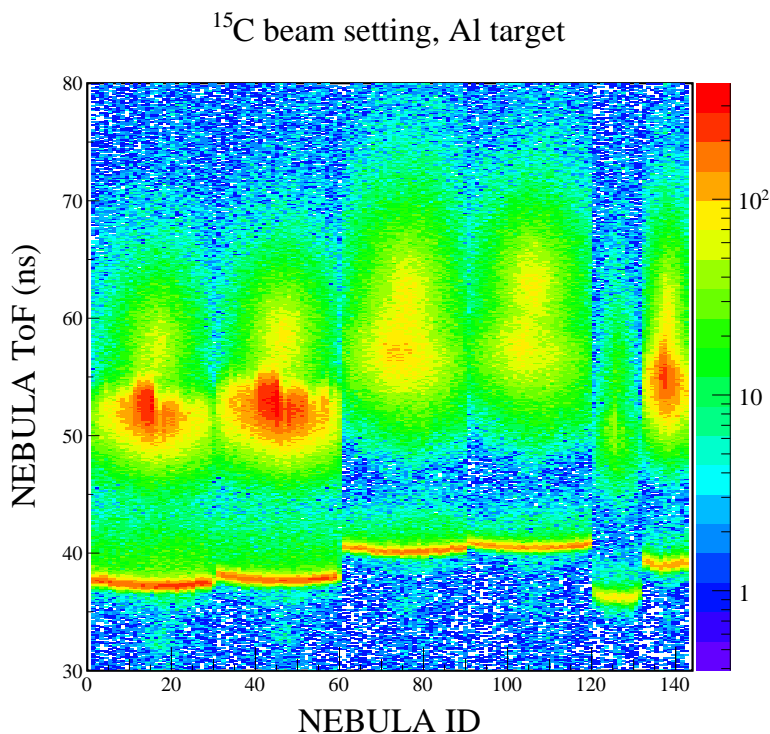


FIGURE 3.1.13: Distribution en temps de vol mesuré avec NEBULA, représentée en fonction de l'identifiant de la latte. Les lattes étant disposées par identifiant croissant cette image permet de s'assurer du bon étalonnage du détecteur (voir texte). Les trente premiers indices correspondent à la première couche du premier mur, les indices 31 à 60 à la seconde couche du premier mur, les indices 61 à 90 à la première couche du second mur et les indices 91 à 120 à la seconde couche du second mur. Les indices 120 à 132 et 133 à 144 correspondent aux véto placés respectivement devant le premier et le second mur.

à 144) puis finalement les deux couches du second mur (indice 61 à 90 et 91 à 120). De plus, pour les modules d'une même couche on peut observer une variation du temps de détection des rayonnements gamma : il faut plus de temps aux rayons pour arriver aux lattes externes d'une couche NEBULA (par exemple pour les lattes d'indice 1 et 30) que pour arriver à la partie centrale du détecteur qui se trouve dans l'axe du faisceau (par exemple pour la latte d'indice 15).

La correction sur le temps de vol permet d'estimer la résolution en temps à partir de la largeur à mi-hauteur du pic gamma que l'on peut estimer à partir de l'ajustement. La largeur typique obtenue avec l'étalonnage utilisé est de l'ordre de 600 ps.

3.1.5.3 Étalonnage en position

Le principe de la reconstruction en position de l'interaction au sein d'une latte de NEBULA est fondé sur l'utilisation de la différence en temps des deux photomultiplicateurs de la latte : $\delta T = T_u - T_d$. Lorsque l'interaction a lieu au centre de la latte la différence obtenue est nulle, les photons prenant un temps identique pour atteindre les deux PMT. Par contre, cette différence est maximale lorsque l'interaction a lieu à une des extrémités, les photons ayant à parcourir toute la latte pour atteindre l'autre extrémité. Ces deux

cas permettent d'aligner géométriquement, au premier ordre, les barres de NEBULA.

Pour améliorer l'étalonnage en position, NEBULA est associé à des compteurs proportionnels de forme cylindrique dont les dimensions sont $5(D) \times 400(L)\text{cm}^2$. Ces compteurs gazeux, au nombre de seize, sont répartis verticalement, à raison de quatre compteurs par mur. Ils ont pour but de détecter le passage des muons cosmiques par scintillation.

La procédure d'étalonnage consiste à chercher des événements où les muons traversent plusieurs murs et déclenchent au moins deux compteurs proportionnels. La position des compteurs étant connue il est alors possible de reconstruire la trajectoire des muons par interpolation. Celle-ci nous permet de corriger l'étalonnage en position de NEBULA, en comparant la position reconstruite par interpolation et celle déduite à partir de la différence de temps. Cette procédure peut aussi être effectuée sans les compteurs proportionnels, en se servant uniquement des lattes touchées, mais requiert d'être itérée plusieurs fois avant d'obtenir un étalonnage précis.

Nous avons estimé la résolution en position à partir des événements où plusieurs lattes étaient touchées par des muons. Nous avons défini celle-ci comme la largeur de la distribution de l'écart en position entre la position mesurée et la position reconstruite. L'étalonnage que nous avons utilisé permet d'atteindre une résolution verticale moyenne de l'ordre de 10 cm.

3.1.6 Étalonnage en énergie de DALI2

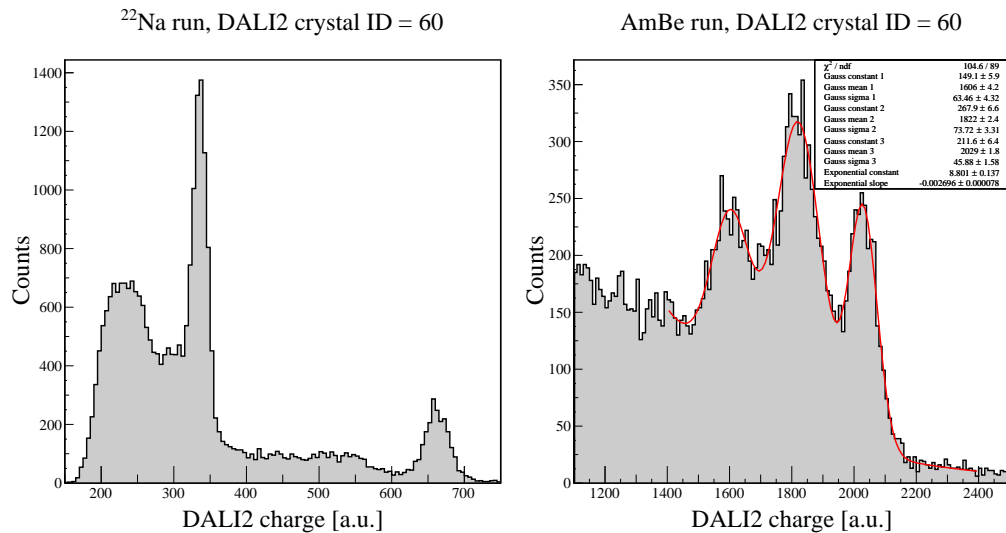


FIGURE 3.1.14: Distribution en charge collectée par le cristal 60 de DALI2. La figure de gauche représente le spectre mesuré avec une source de ^{22}Na et la figure de droite le spectre mesuré avec une source d'AmBe. La ligne rouge présentée sur le spectre de droite correspond à l'ajustement de données avec trois fonctions gaussiennes et une fonction exponentielle.

Afin de reconstruire l'énergie des photons émis par la réaction il est nécessaire de trouver la relation entre l'énergie déposée par ceux-ci dans les cristaux de NaI et la charge du courant récolté en sortie du photomultiplicateur. Pour ce faire nous avons utilisé différentes sources radioactives dont l'énergie des photons émis est connue. L'utilisation

des différentes sources nous permet de vérifier le comportement du détecteur sur une gamme d'énergie allant de 0.5 MeV à 3.5 MeV.

Afin de comprendre les spectres observés il est nécessaire de rappeler les différentes interactions que le photon peut avoir avec la matière. Cette interaction peut intervenir suivant trois processus différents [51] : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la matérialisation.

Le processus photoélectrique, dominant à basse énergie (≤ 500 keV), est caractérisé par le transfert de l'intégralité de l'énergie du photon à un électron du cortège électronique d'un des atomes du milieu. L'électron est alors éjecté avec une énergie très proche de celle du photon incident. Cet électron perd alors son énergie dans le matériau provoquant l'émission de lumière par le scintillateur. La charge du signal obtenu est donc directement proportionnelle à celle du photon incident.

Lors de la diffusion Compton, le photon incident diffuse sur un des électrons du matériau et ne lui transmet alors qu'une partie de son énergie. De la même façon que pour l'effet photoélectrique, l'électron est alors éjecté et perd son énergie dans le scintillateur. Cependant, la charge du signal n'est pas directement proportionnelle à l'énergie du photon incident, car celui-ci n'a pas perdu toute son énergie. Une fois le photon diffusé, celui-ci peut interagir de nouveau avec le scintillateur ou sortir du volume sensible du détecteur.

Type de source	Énergie théorique (keV)	Énergie reconstruite (keV)	Déviaton %	Dispersion %
^{22}Na	511.0	510.8	0.04	0.6
	1274.5	1274.	0.04	0.5
^{88}Y	898.0	901.9	0.4	0.8
	1836.1	1829	0.4	0.6
^{137}Cs	661.1	662.7	0.2	0.6
^{60}Co	1173.2	1171	0.2	0.6
	1332.5	1329	0.3	0.7
AmBe	3417.1	3461	1.0	0.9
	3928.1	3957	0.7	0.9
	4439.1	4432	0.2	1.5

Tableau 3.1: Synthèse de l'étalonnage réalisé pour DALI2. La déviation représente l'écart relatif entre la valeur théorique et la valeur reconstruite. La dispersion caractérise la largeur de la distribution de la position moyenne du pic d'énergie totale, pour l'ensemble des détecteurs.

Enfin un photon, d'énergie supérieure à 1.022 MeV (deux fois la masse de l'électron) peut se matérialiser au voisinage d'un atome. Dans ce cas, une paire électron-positron est produite et l'énergie restante est transférée sous forme d'énergie cinétique à ces deux particules. L'électron perdra son énergie dans le matériau en produisant de la lumière (comme décrit précédemment). Le positron va quant à lui s'annihiler avec un électron du milieu créant deux photons de 511 keV. Si ces deux photons sont détectés, l'énergie

totale du photon incident est alors reconstruite. Dans le cas contraire, on observe un pic de simple ou double échappement dont l'énergie correspond à celle du photon incident moins une ou deux fois 511 keV.

Ces trois processus sont en compétition, la probabilité d'interaction par l'un ou l'autre des processus dépend de paramètres tels que le numéro atomique des constituants du détecteur ou de l'énergie du photon incident. D'un point de vue pratique, compte tenu de l'énergie des rayonnements gamma attendus (\sim MeV) notre dispositif fait intervenir les trois processus avec des probabilités du même ordre de grandeur.

L'étalonnage en énergie du détecteur DALI2 nécessite de déterminer la moyenne du pic dit d'énergie totale, celui-ci correspondant à l'intégralité de l'énergie du photon incident. Cette moyenne est obtenue après l'ajustement des spectres expérimentaux avec une fonction composée d'une gaussienne décrivant le pic d'énergie totale ainsi que d'une exponentielle pour décrire le fond. Cet ajustement permet de déterminer par la même occasion la résolution intrinsèque en énergie de chacun des cristaux. Un exemple de ces ajustements est présenté pour différentes sources dans la figure 3.1.14.

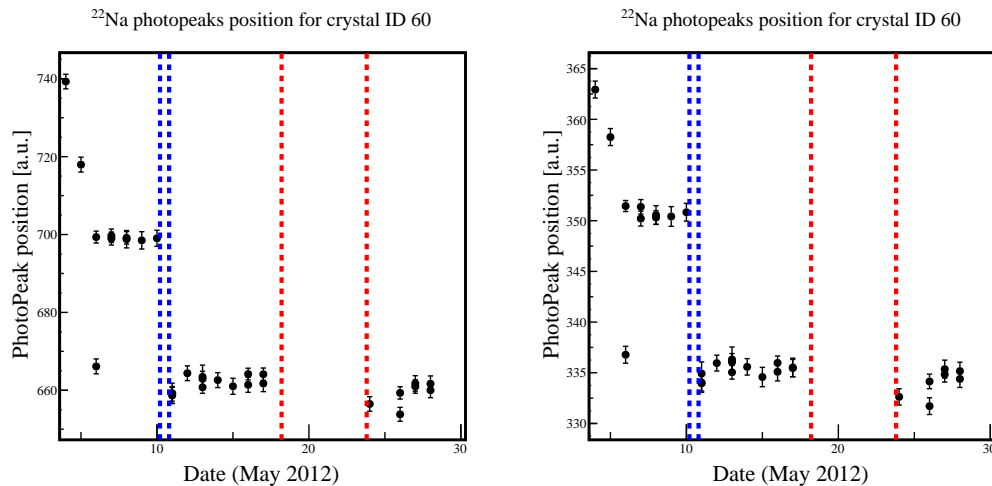


FIGURE 3.1.15: Dérive de la position des pics d'énergie totale en fonction du temps, mesurée pour le cristal 60, avec une source de ^{22}Na . La figure de gauche représente les différentes mesures, de la position en canaux du rayonnement gamma à 1274 keV, prises au cours de l'expérience. La figure de droite représente les mêmes mesures mais effectuées pour le rayonnement à 511 keV. Les pointillés de couleurs encadrent les périodes pendant lesquelles l'aimant SAMURAI a été éteint puis rallumé.

L'observation de ces différents spectres permet de mettre en évidence les différentes interactions précédemment mentionnées : les pics d'énergie totale sont précédés d'un plateau provenant de l'effet Compton et dans le cas de la source d'AmBe les deux pics de plus basse énergie correspondent au pic d'échappement de la matérialisation.

Une fois l'étalonnage effectué il est alors possible de caractériser la qualité de la détection en regardant la déviation par rapport à la valeur théorique des énergies mesurées. Une telle analyse est présentée dans le tableau 3.1. Les valeurs obtenues avec l'étalonnage présentent, en moyenne, un écart aux valeurs théoriques inférieur à 1 %. Les

déviations les plus importantes correspondent aux sources dont l'intensité est faible et donc la précision de l'ajustement moindre. La dispersion, à un sigma, de ces valeurs pour les différents cristaux varie autour de 0.6 %.

Nous avons réalisé des mesures tout le long de l'expérience avec une source de ^{22}Na pour s'assurer de la stabilité de l'étalonnage de DALI2 au cours du temps. L'évolution de la position moyenne du pic d'énergie totale, en fonction du temps, est présentée en figure 3.1.15.

Cette évolution mettant en évidence une dérive de la positions des pics, probablement à cause d'une dérive du gain des photomultiplicateurs, nous avons fait le choix d'établir différents paramètres d'étalonnage pour les différentes périodes mises en évidence.

3.2 Reconstruction des observables physiques

Cette section traite de la reconstruction des observables physiques liées à la réaction à partir des différents étalonnages décrits précédemment.

3.2.1 Caractérisation des ions incidents

Dans cette sous-section est abordée la caractérisation complète des ions du faisceau incident. Les différentes reconstructions et conditions nécessaires à cette caractérisation sont détaillées par la suite. Les résultats obtenus à partir de cette analyse sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Réglage	Isotope	Énergie (MeV/nucléon)	Intensité (pps)	$\delta p/p$ (%)
^{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

Tableau 3.2: Propriétés des faisceaux arrivant dans la salle expérimentale de SAMURAI. L'intensité mesurée pour chaque isotope est corrigée du temps mort de l'acquisition (voir tableau 2.7). La dispersion en impulsion est mesurée à mi-hauteur de la distribution en impulsion reconstruite à partir du temps de vol.

3.2.1.1 Vitesse des ions du faisceau

La vitesse des ions du faisceau peut être reconstruite de deux façons différentes :

- à partir du temps de vol mesuré et de la distance parcourue par les ions
- à partir de la rigidité magnétique mesurée dans la BPC.

Dans le cas de la distance de vol des ions, nous avons supposé que cette dernière correspondait à celle d'une trajectoire centrale dans l'ensemble de la ligne de BigRIPS. D'un point de vue pratique, ce n'est pas toujours le cas, la ligne n'étant optimisée que pour un seul isotope du faisceau cocktail. Cependant, après avoir estimé l'erreur commise par une telle approximation avec l'équipe de BigRIPS, nous avons conclu que cette approximation était raisonnable pour notre analyse.

Dans le second cas, la vitesse peut être déduite du rapport isotopique $\frac{A}{Z}$, ce qui demande donc au préalable l'identification des ions du faisceau. Une comparaison de la rigidité magnétique des ions du faisceau reconstruite à partir de ces deux méthodes est présentée en figure 3.2.1.

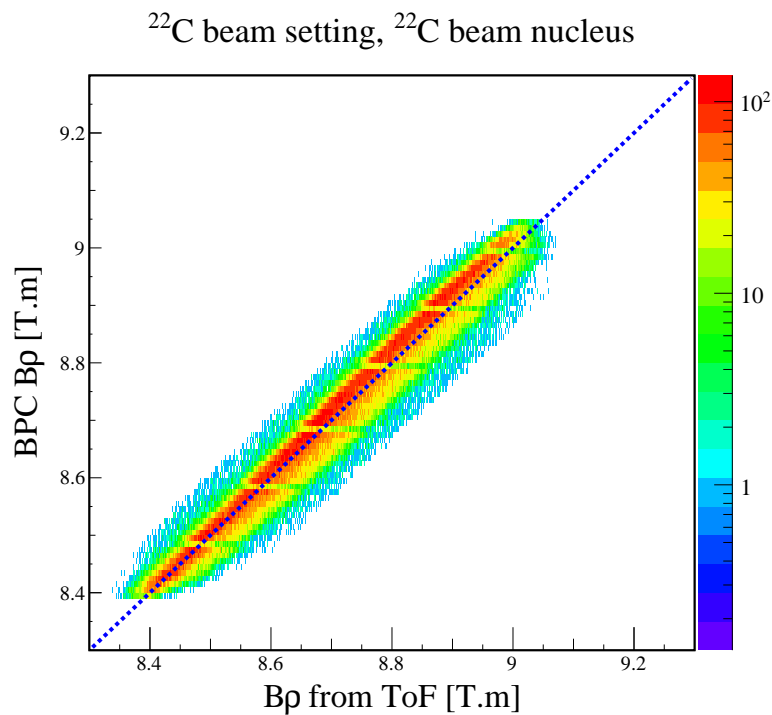


FIGURE 3.2.1: Comparaison de la rigidité magnétique des ions ^{22}C du faisceau, reconstruite à partir du temps de vol (en abscisse) et de la BPC (en ordonnée). La courbe en pointillés bleus représente la droite d'équation $y = x$.

Cette comparaison permet de tester la cohérence de notre reconstruction, la déviation de l'une à l'autre étant de l'ordre de quelques $\%$. La résolution de la méthode des temps de vol étant légèrement supérieure à celle de la rigidité magnétique, nous avons privilégié cette première pour la suite de l'analyse.

3.2.1.2 Identification des ions du faisceau

Le numéro atomique Z des ions du faisceau est reconstruit à partir de la perte d'énergie ΔE mesurée dans la chambre d'ionisation. La relation entre ces deux grandeurs est

usuellement modélisée par la formule de Bethe-Bloch [51, 52]. Cette reconstruction nous a permis d'obtenir une résolution en charge des isotopes $\sigma_Z \sim 0.2$.

Le rapport isotopique entre la masse et la charge A/Z est reconstruit à partir de la vitesse et la rigidité magnétique (obtenue avec la BPC). La relation reliant ces deux quantités est exprimée dans l'équation (3.2.1). La résolution obtenue avec une telle reconstruction est de l'ordre de $\sigma_{A/Z} \sim 0.005$.

$$\frac{A}{Z} \sim \frac{B\rho}{\gamma v} \frac{e}{u_a} \quad (3.2.1)$$

L'identification des ions du faisceau se fait à partir de l'étude de la corrélation entre la charge et le rapport isotopique. Deux exemples d'identification sont présentés en figure 3.2.2.

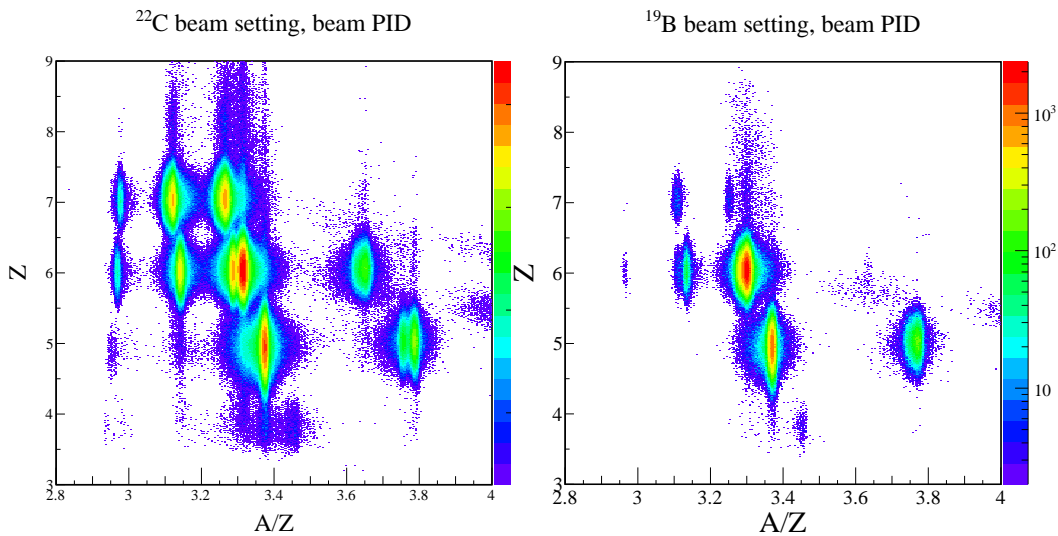


FIGURE 3.2.2: Spectres d'identification des isotopes du faisceau incident. Le spectre de gauche représente les distributions obtenues pour le réglage de ^{22}C et celui de droite pour celui de ^{19}B .

La résolution de notre analyse est amplement suffisante pour assurer une séparation nette des différents isotopes du faisceau. À ce titre, nous ne rencontrons pas de problème de contamination lors de la sélection des différents isotopes.

Les spectres présentent un dédoublement de certaines des structures. Un tel effet est particulièrement visible pour l'isotope de ^{20}C ($A/Z \sim 3.3$ et $Z = 6$) dans le réglage de ^{22}C . L'origine exacte de ce phénomène reste encore relativement mal comprise. En observant les trajectoires des deux groupes d'évènements il apparaît que ces derniers ont un angle d'incidence différent sur la cible (voir figure 3.2.3).

Il est difficile de comprendre pourquoi BigRIPS permettrait la transmission, pour un même isotope, de deux trajectoires différentes. L'une des hypothèses les plus sérieuses reste la possibilité qu'une faible proportion des ions ait touché un matériau le long de la ligne, et donc, ait une trajectoire et une énergie légèrement différentes. Le fait que ce phénomène soit particulièrement marqué pour les isotopes pour lesquels BigRIPS n'a pas été optimisé (et donc pour lesquels les trajectoires sont non centrales) soutient cette

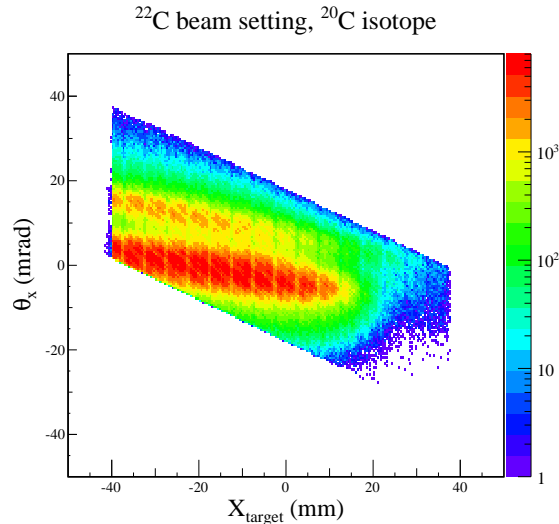


FIGURE 3.2.3: Observation des trajectoires des deux structures apparaissant pour l'identification du ^{20}C du faisceau (réglage BigRIPS de ^{22}C). La figure représente la corrélation entre la trajectoire des ions du faisceau suivant l'axe X et la position reconstruite sur la cible. Les deux trajectoires visibles correspondent aux deux structures observées dans le spectre d'identification 3.2.2. Les coupures apparaissant sur la distribution proviennent de la sélection mentionnée dans la section 3.2.2.4.

hypothèse.

Les trajectoires de ces isotopes étant différentes des autres, leur énergie est donc légèrement différente (temps de vol différents). Toutes les vérifications que nous avons pu faire indiquent que les propriétés de ces événements sont correctement reconstruites. Les événements présentant une trajectoire secondaire peuvent représenter jusqu'à 15 % des événements pour un isotope considéré. Afin de ne pas les prendre en compte, une sélection peut être réalisée sur la corrélation présentée en figure 3.2.3. Dans notre analyse ces derniers ne sont pas soustraits afin de disposer d'une meilleure statistique, cependant la cohérence des observables physiques reconstruites pour chaque structure a été vérifiée à chaque étape.

3.2.1.3 Impulsion du faisceau au centre de la cible

Afin de pouvoir étudier les systèmes non liés produits par l'interaction entre le faisceau et la cible, il est nécessaire de reconstruire le vecteur impulsion du faisceau juste avant réaction. Cela requiert de prendre en compte les pertes d'énergie subies par les isotopes du faisceau entre les SBT et la position d'interaction dans la cible.

La cible de carbone utilisée n'étant pas active, elle ne permet pas de connaître la profondeur exacte de cette interaction. Cette position est importante car elle va influencer la perte d'énergie subie par les isotopes du faisceau et les fragments produits. Afin de minimiser l'erreur commise sur cette position, l'analyse présentée dans ce travail suppose que l'interaction ait lieu en moyenne à mi-parcours dans la cible.

La perte d'énergie est calculée, événement par événement, en utilisant l'identification

des isotopes précédemment décrite, à partir des tables de perte d'énergie de LISE++. A partir de cette perte d'énergie il est alors possible de reconstruire le moment total P des isotopes au centre de la cible. Afin de pouvoir caractériser le faisceau, ses composantes P_x , P_y , P_z dans le référentiel du laboratoire sont reconstruites à partir des positions de la BDC1 et la BDC2 :

$$\begin{aligned} P_x &= P \times \frac{X_{\text{BDC2}} - X_{\text{BDC1}}}{Z_{\text{BDC2}} - Z_{\text{BDC1}}} \\ P_y &= P \times \frac{Y_{\text{BDC2}} - Y_{\text{BDC1}}}{Z_{\text{BDC2}} - Z_{\text{BDC1}}} \\ P_z &= \sqrt{P^2 - P_x^2 - P_y^2} \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

3.2.1.4 Sélection des évènements sur cible

Les propriétés du faisceau incident sont différentes suivant les réglages et les isotopes considérés : si certains ions sont bien focalisés et centrés sur la cible, d'autres possèdent une émittance plus large et peuvent taper sur le porte-cible. Il est nécessaire d'exclure les noyaux ayant interagit avec le cadre de la cible car les pertes d'énergies et les mécanismes de réaction ne sont alors plus maîtrisés. Dans notre étude nous avons choisi d'utiliser une sélection rectangulaire : $|X_{\text{Target}}| < 36 \text{ mm}$ et $|Y_{\text{Target}}| < 36 \text{ mm}$.

3.2.2 Caractérisation des fragments chargés

Cette sous section est dédiée à la caractérisation des différentes propriétés physiques des isotopes après la cible. Les différentes méthodes utilisées pour la reconstruction de ces propriétés sont détaillées ci-dessous.

3.2.2.1 Reconstruction en énergie

La reconstruction de l'énergie des fragments est effectuée grâce à l'utilisation des chambres à dérive FDC1 et FDC2. Celles-ci servent à déduire, à partir des angles et positions mesurées dans les FDC, la trajectoire suivie par les ions dans SAMURAI. Cette reconstruction peut être estimée par différentes méthodes : dans le cas de cette analyse celle-ci fut effectuée à partir de la simulation détaillée dans la section 3.3.1.

3.2.2.2 Identification des fragments chargés

L'identification, en charge et en masse, des fragments transmis dans SAMURAI est basée sur les mêmes principes que celle qui est utilisée par les isotopes du faisceau. La charge de ces fragments est reconstruite à partir de la perte d'énergie mesurée dans les lattes de l'hodoscope. Pour les évènements où plusieurs lattes mesurent un signal, seule la latte possédant la plus haute perte d'énergie est considérée. De manière similaire à

l'utilisation de l'ICB la charge est reconstruite à partir de la formule de Bethe-Bloch (2.2.1). La résolution de cette reconstruction est estimée à $\sigma = 0.1$ pour $Z = 6$.

La masse des fragments est reconstruite à partir de la mesure de la rigidité magnétique $B\rho$. Cette dernière est estimée, à l'aide des positions et trajectoires mesurées dans les FDC, à partir de la simulation décrite dans la sous section 3.3.1. La résolution de cette reconstruction est estimée aux alentours de $\sigma = 0.02$.

De la même manière que pour l'identification des ions du faisceau, celle des fragments est réalisée en regardant la corrélation entre la charge et le rapport isotopique. Un exemple d'identification est présenté en figure 3.2.4.

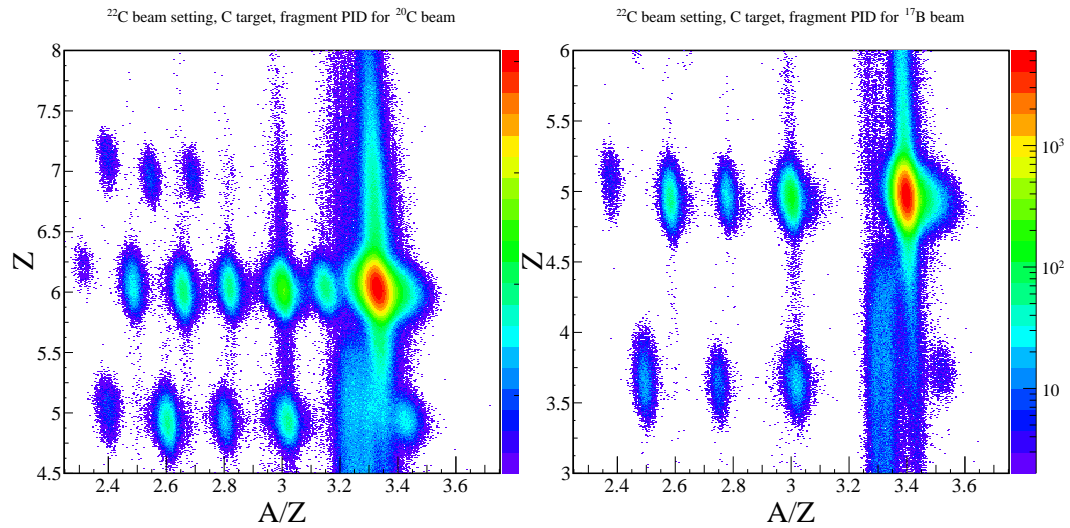


FIGURE 3.2.4: Identification des fragments dans SAMURAI. Les résultats sont obtenus avec l'utilisation d'une cible de carbone et pour le réglage faisceau ^{22}C . Les distributions sont obtenues pour un faisceau incident : de ^{20}C (à gauche) et de ^{17}B (à droite).

Comme pour l'identification des isotopes du faisceau, la résolution de notre dispositif expérimental est suffisante pour séparer les différents fragments chargés. La contamination sur l'identification des noyaux est donc généralement faible. Le lecteur pourra remarquer la présence de lignes verticales qui proviennent d'une mauvaise collection de charge.

3.2.2.3 Diffusion des ions du faisceau

Pour s'assurer que la reconstruction de l'énergie du fragment a été réalisée correctement, il est nécessaire de regarder la corrélation entre l'énergie mesurée pour le faisceau incident et celle mesurée pour les fragments dans SAMURAI.

Cette vérification a permis, dans notre cas, de mettre en évidence des événements pour lesquels cette corrélation ne semble pas être cohérente. Nous nous sommes aperçus que ces événements correspondent à une position particulière dans la BDC1 (voir la figure 3.2.5). Ce phénomène est observé pour tous les réglages de BigRIPS et tous les isotopes. Notre interprétation fut donc que ces événements proviennent d'isotopes ayant

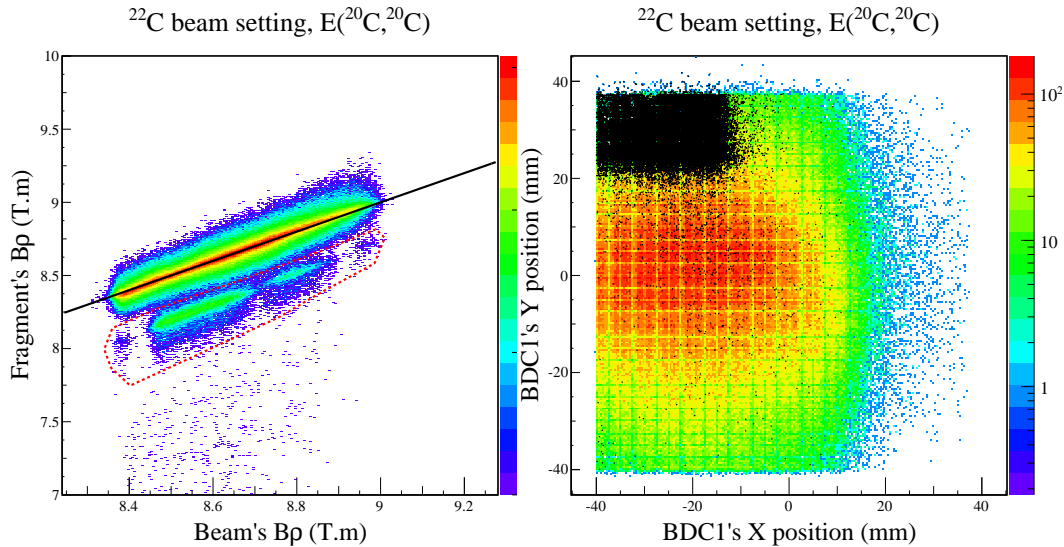


FIGURE 3.2.5: La figure de gauche présente la corrélation entre la rigidité magnétique reconstruite à partir de la BPC (en abscisse) et de SAMURAI (en ordonnée). Les événements entourés par un trait rouge pointillé sont des événements pour lesquels la reconstruction n'est pas cohérente entre les deux mesures. La figure de droite représente la reconstruction en position des ions incidents dans la BDC1. Les événements mal reconstruits dans la figure de gauche correspondent aux points noirs visibles en haut à gauche du spectre de droite.

subi une collision avec un matériau le long de leur trajectoire et dont l'énergie n'est donc pas correctement estimée. Nous avons donc fait le choix de retirer tous les événements dont les positions dans la BDC1 correspondaient à cette zone. Ce retrait entraîne une perte d'environ $\sim 15\%$ de la statistique totale (cette valeur variant suivant les isotopes considérés).

3.2.2.4 Diffusion dans SAMURAI

Après avoir effectué la correction de la diffusion sur la BDC1 nous nous sommes aperçu que la corrélation, entre les énergies entrante et sortante dans SAMURAI, montrait toujours une faible portion d'événements incohérents (présentés en figure 3.2.6).

Ces événements non cohérents étaient mesurés en corrélation avec une position étrange en FDC2. Cette position se trouve hors des limites de la fenêtre de sortie de SAMURAI, nous avons donc supposé que ces événements avaient interagi avec un matériau le long de leur trajectoire. Afin de nous en affranchir, nous n'avons considéré dans notre analyse que les événements dont la position verticale en FDC2 est comprise dans l'intervalle $|Y_{FDC2}| < 21$ cm

3.2.3 Reconstruction des neutrons

La méthode utilisée pour identifier, puis caractériser, les neutrons dans NEBULA est détaillée ci-après.

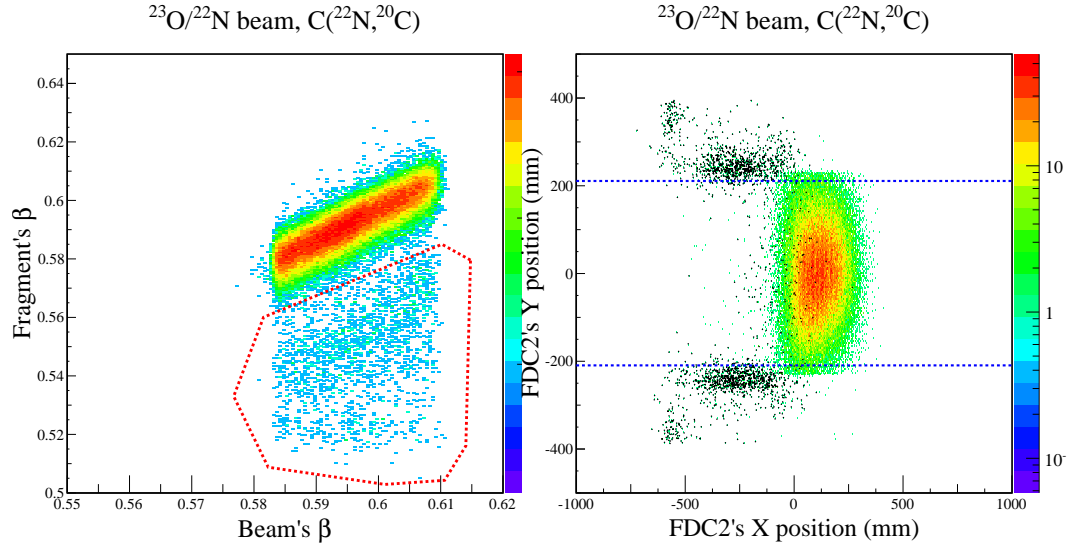


FIGURE 3.2.6: La figure présentée à gauche présente la corrélation entre la rigidité magnétique des ions reconstruite à partir de la BPC (en abscisse) et de SAMURAI (en ordonnée). Les événements entourés par un trait rouge pointillé sont des événements pour lesquels la reconstruction n'est pas cohérente entre les deux mesures. La figure de droite représente la reconstruction en position des fragments dans la FDC2. Les événements mal reconstruits dans la figure de gauche correspondent aux points noirs visibles en haut et en bas du spectre de droite. Les droites horizontales en pointillés bleus correspondent à l'ouverture de la fenêtre de sortie de SAMURAI.

3.2.3.1 Reconstruction de l'impulsion

La reconstruction de l'impulsion des neutrons se fait à partir des mesures en position et en temps de vol des événements détectés en utilisant les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 V_X &= \frac{X_{\text{NEBULA}} - X_{\text{Target}}}{\text{ToF}} \\
 V_Y &= \frac{Y_{\text{NEBULA}} - Y_{\text{Target}}}{\text{ToF}} \\
 V_Z &= \frac{Z_{\text{NEBULA}} - Z_{\text{Target}}}{\text{ToF}} \\
 V &= \sqrt{V_X^2 + V_Y^2 + V_Z^2} \\
 P &= \gamma m_n V
 \end{aligned} \tag{3.2.3}$$

où P est la norme de l'impulsion des neutrons, V la norme de la vitesse, et V_X , V_Y , V_Z les composantes de cette dernière. m_n représente la masse des neutrons et X_{NEBULA} , Y_{NEBULA} , Z_{NEBULA} , les coordonnées de l'interaction dans NEBULA.

NEBULA ne permet pas de mesurer la position du point d'interaction dans les directions X et Z . Pour minimiser l'erreur commise sur la position de ce point d'interaction nous supposons que ce dernier se trouve au centre de la latte pour ces deux directions. La section de la latte étant carrée, l'incertitude sur la position pour ces deux directions est alors de 12 cm. La résolution de la reconstruction verticale, est quant à elle, aux alentours

de 10 cm.

3.2.3.2 Sélection des neutrons

Les lattes de scintillateur plastique sont sensibles aux neutrons mais aussi à d'autres types de particules (ions, muons, gamma). Cette sous section détaille les différentes conditions que nous avons appliquées pour discriminer les neutrons des autres particules.

Pour distinguer les neutrons des rayonnements gamma, nous avons appliqué un seuil sur la charge mesurée par chaque latte. En effet, les neutrons que l'on cherche à détecter sont produits à une vitesse proche de celle du faisceau incident. L'énergie moyenne déposée par les neutrons est généralement plus grande que celle des rayonnements gamma (dont l'énergie est en moyenne de quelques MeV). Le choix du seuil doit donc être fait de façon à rejeter le plus grand nombre d'évènements provenant de rayonnements gamma tout en gardant un maximum d'évènements neutrons. En nous basant sur les résultats d'une simulation Geant4 [58], nous avons décidé d'appliquer un seuil de 6 MeVee pour les lattes de NEBULA et de 1 MeVee pour les vétos.

La discrimination des neutrons avec les particules chargées est effectuée grâce aux deux couches de vétos placés devant chaque mur de NEBULA. Si la trajectoire des particules chargées passe par les vétos et les murs de NEBULA, un signal est mesuré dans les deux couches et permet alors d'identifier l'évènement comme provenant d'une particule chargée. Afin d'optimiser la réjection des particules chargées tout en conservant une détection neutron aussi grande que possible, nous avons fait le choix d'utiliser un algorithme basé sur une estimation de la distance radiale (XY) séparant les vétos et les lattes présentant un signal (voir figure 3.2.7). Au dessous d'une distance caractéristique les évènements vétos et lattes sont considérés comme corrélés et la latte considérée n'est alors pas prise en compte pour la suite de l'analyse. Cette distance critique a été préalablement déterminée en regardant la distance moyenne entre les vétos et les lattes présentant un signal.

Les neutrons étant attendus avec une vitesse proche du faisceau, les évènements dont la vitesse reconstruite est significativement différente (plus de 15 %) sont rejetés.

Finalement les lattes validant tous les critères précédemment mentionnés sont considérées comme présentant un signal provenant de l'interaction d'un neutron. Les neutrons pouvant laisser un signal dans une latte puis diffuser dans une autre (phénomène de *diaphonie*), il est particulièrement délicat d'identifier plusieurs neutrons dans le détecteur. Pour cette analyse seule la détection d'un neutron est nécessaire, ainsi pour éviter tout problème d'identification seul le neutron dont le temps de vol est le plus court est considéré.

3.2.4 Identification des gamma

Dans cette sous section l'identification et la reconstruction de l'énergie des photons sont présentées.

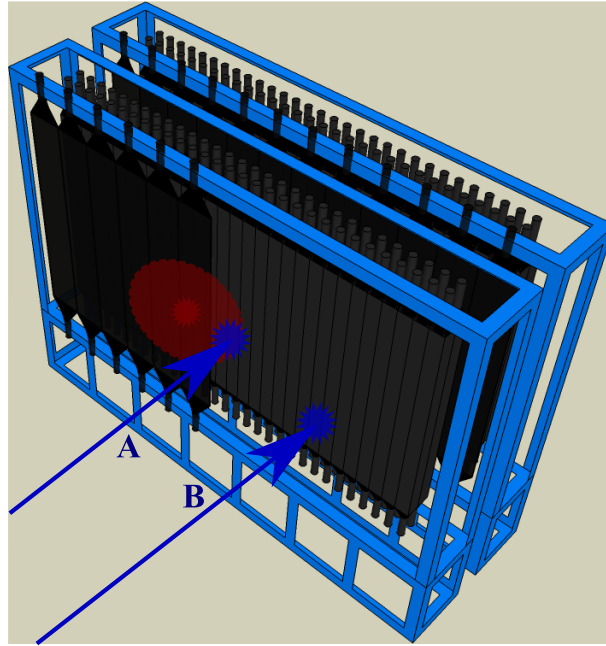


FIGURE 3.2.7: Vue schématique de NEBULA pour un évènement où deux lattes et un veto ont mesuré un signal. La signal A (en bleu) se trouve à une distance faible du veto touché (en rouge) et n'est donc plus considéré par la suite. La signal B par contre n'est pas rejeté par notre algorithme car il n'est à proximité d'aucun veto touché.

3.2.4.1 Seuil en charge hardware

Le passage du faisceau d'ions dans le détecteur DALI2 à travers la cible entraîne la production d'un grand nombre de photons produits par divers processus atomiques (tel que *Bremsstrahlung* [51]). Ainsi les spectres d'énergie obtenus sont contaminés par ces rayonnements électromagnétiques en plus du bruit de fond naturel de la salle. Afin de limiter la détection de tels rayonnements un seuil de déclenchement a été fixé sur la charge recueillie par chaque cristal. Le seuil a été fixé à ~ 200 keV pour l'expérience SAMURAI Day-One.

3.2.4.2 Correction de l'effet Doppler

Le détecteur DALI2 a été utilisé lors de cette expérience pour mettre en évidence la désexcitation des isotopes radioactifs après la réaction. Les photons recherchés sont donc émis en vol et, à ce titre, sont sujets à l'effet Doppler [51]. Ainsi l'énergie des photons mesurés par les cristaux dans le laboratoire dépend de la vitesse de l'isotope radioactif ainsi que de l'angle avec lequel ceux-ci ont été émis. Pour reconstruire l'énergie du rayonnement électromagnétique il est donc nécessaire de corriger l'énergie mesurée avec l'effet Doppler. Cela est fait, détecteur par détecteur, en utilisant la formule :

$$E_{\gamma} = E_{lab}(1 + \beta \cos\theta)\gamma \quad (3.2.4)$$

où γ représente le facteur de Lorentz de l'isotope radioactif, β sa vitesse normalisée à

celle de la lumière et θ l'angle avec lequel le photon est émis par rapport à la trajectoire de l'isotope. E_γ représente l'énergie du gamma émis par une source au repos et E_{lab} l'énergie mesurée dans le laboratoire.

Les paramètres γ et β sont calculés, événement par événement, à partir de la vitesse de l'isotope à la moitié de la cible. L'angle d'émission du photon est reconstruit à partir de la position de chaque cristal en supposant que le rayonnement γ a été émis à la moitié de la cible. L'effet de la correction Doppler est présenté en figure 3.2.8.

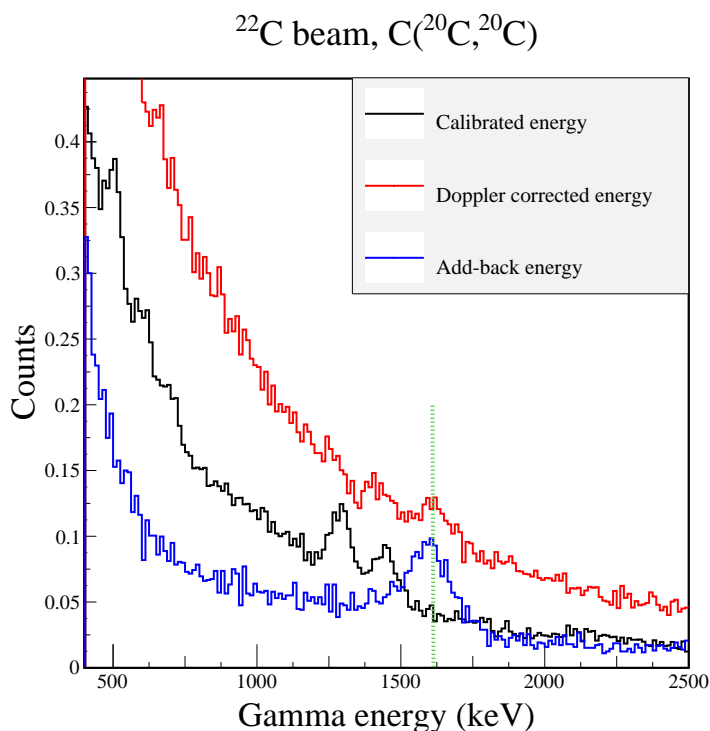


FIGURE 3.2.8: Comparaison des différentes techniques de reconstruction en énergie gamma obtenues pour le détecteur DALI2. La courbe en noir représente le spectre étalonné sans correction Doppler. La courbe en rouge représente le spectre étalonné avec correction Doppler. La courbe en bleu le spectre obtenu après application de l'algorithme d'add-back sur les données étalonnées avec correction Doppler. Ces différentes techniques de reconstructions sont effectuées sur les données mesurées sur cible de carbone C(^{20}C , ^{20}C). Les spectres ont été arbitrairement normalisés afin d'effectuer la comparaison. La ligne pointillée verte correspond à la position de l'état excité du ^{20}C [59].

Dans cette figure est comparée l'énergie des rayonnements gamma pour la détection en coïncidence C(^{20}C , ^{20}C). L'énergie est reconstruite de deux façons différentes : avec et sans correction Doppler. Nous pouvons remarquer que l'application de cette correction fait disparaître du spectre de nombreuses structures apparentes (par exemple l'énergie caractéristique $E = 511$ keV). Celles-ci correspondent aux différentes sources de bruit de la salle et disparaissent avec la correction. De plus, le spectre obtenu avec la correction Doppler présente un faible signal correspondant au pic d'énergie totale et au front Compton. Ce signal n'était pas visible auparavant.

3.2.4.3 Récupération des diffusions Compton (*add-back*)

Comme cela a été mentionné dans la section 3.1.6, une partie des rayonnements gamma interagissent dans les cristaux de DALI2 par effet Compton puis sortent du détecteur. De tels rayonnements ne laissent donc qu'une partie de leur énergie dans le cristal. Ces événements ne sont pas utilisables pour déterminer l'énergie du rayonnement. Afin d'améliorer le ratio *signal sur bruit* du pic d'énergie totale il est possible de récupérer une partie de ces événements. En effet, une partie des rayonnements gamma s'échappant d'un cristal de DALI2 peut interagir dans les détecteurs adjacents. Selon l'interaction ayant lieu dans ces derniers, il se peut que les photons perdent la totalité de leur énergie dans les différents cristaux.

Afin de reconstruire la totalité de l'énergie perdue par les rayonnements gamma dans DALI2 il est possible de faire appel à un algorithme d'*add-back*. Cet algorithme additionne les énergies perdues par les rayonnements gamma des cristaux voisins lorsque ceux ci mesurent un signal. Afin de ne pas dégrader les signaux physiques en y ajoutant des signaux décorrélés il faut définir avec rigueur la distance à partir de laquelle deux cristaux sont considérés comme voisins.

Pour cela, nous avons observé la distribution des distances séparant les différents cristaux présentant un signal pour un même événement. A partir de ces résultats nous avons fixé cette distance à 20 cm (comparable au travail précédent [60]).

Les effets de l'algorithme d'*add-back* sont présentés dans la figure 3.2.8. Le signal faiblement visible dans le cas de l'énergie corrigée Doppler apparaît, dans le cas de l'*add-back*, beaucoup plus visible. Par la suite, nous utiliserons uniquement cette dernière reconstruction pour représenter les spectres en énergie de DALI2.

3.3 Les simulations

Afin de pouvoir analyser les données de certains détecteurs il est nécessaire de s'appuyer sur des simulations numériques, la réponse de ceux-ci pouvant s'avérer particulièrement complexe. Cette section est dédiée à la description des différentes simulations numériques utilisées pour cette analyse. La première partie est consacrée à la simulation utilisée pour reconstruire la rigidité magnétique des particules chargées dans SAMURAI. La seconde traite de la simulation de la décroissance des états non liés ainsi que de la détection des neutrons. Finalement, la troisième et dernière partie traite de la simulation utilisée pour construire la fonction de réponse du détecteur DALI2.

3.3.1 Simulation des trajectoires dans SAMURAI

La reconstruction de la rigidité magnétique des particules est effectuée à partir de la trajectoire de ces dernières dans le champ magnétique de SAMURAI. Les positions et angles mesurés dans les deux chambres à dérive permettent de reconstruire cette trajectoire.

3.3.1.1 Procédure de reconstruction

Dans cette analyse la trajectoire et la rigidité magnétique ont été reconstruites à partir d'une simulation Geant4 ([61, 62]). Cette simulation, qui reproduit toute la géométrie de l'expérience, permet de résoudre l'équation différentielle du mouvement des particules chargées dans le champ magnétique de l'aimant. Elle utilise une carte de champ magnétique obtenue par la simulation TOSCA mentionnée dans [55].

En utilisant cette simulation, il est possible de construire une fonction numérique donnant la rigidité magnétique à partir des positions et des angles dans la FDC1 et la FDC2. Cette fonction est un polynôme à plusieurs variables d'ordre 4, ajusté sur des données expérimentales de cible vide et pour lesquelles l'énergie du faisceau incident est définie avec une bonne résolution.

3.3.1.2 Résultats obtenus

Afin de vérifier la fonction ainsi construite, il est possible de tester cette dernière dans le cas d'une cible vide. En tenant en compte des pertes d'énergie des isotopes dans les différents détecteurs, il est nécessaire de vérifier que l'énergie mesurée avant et après la cible est bien la même. La figure 3.3.1 représente la corrélation entre la rigidité magnétique mesurée pour le faisceau incident et celle mesurée pour le fragment dans SAMURAI.

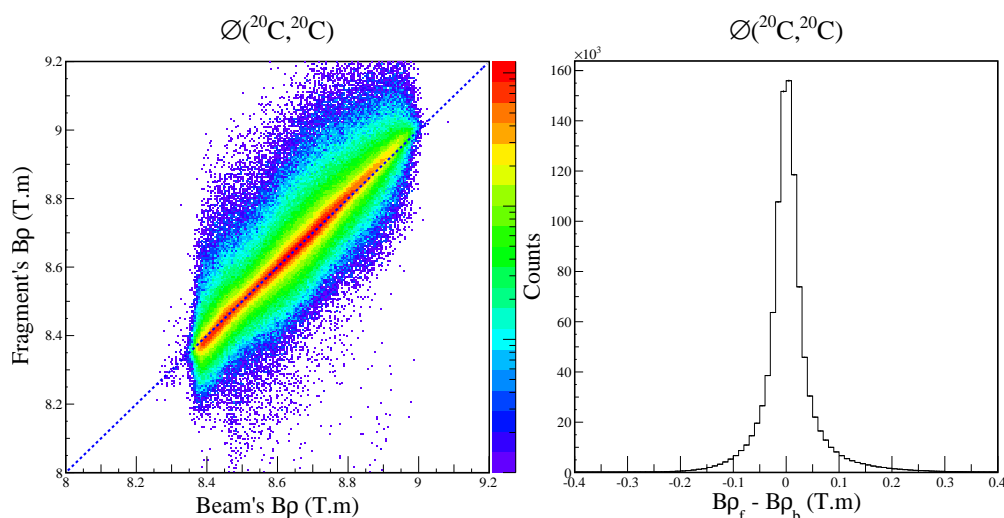


FIGURE 3.3.1: Comparaison entre la rigidité magnétique reconstruite dans BigRIPS et dans SAMURAI. La comparaison est effectuée pour un isotope de ^{20}C en l'absence de cible secondaire. La figure de gauche représente la corrélation entre les deux grandeurs sur laquelle est tracée la droite d'équation $y=x$ (courbe en pointillés bleus). La figure de droite représente le décalage observé entre les deux distributions.

Les résultats obtenus sont très satisfaisants et ne dévient que très peu de la relation linéaire. Le décalage observé entre les deux distributions est faible (inférieur à 0.5 % pour tous les isotopes et réglages observés). Afin d'être sûrs de notre reconstruction, nous avons corrigé la rigidité magnétique mesurée dans SAMURAI, réglage par réglage, pour que

celle-ci soit identique à celle mesurée pour le faisceau. La détermination systématique de ce décalage pour les isotopes d'un même réglage nous montre que cette valeur est constante.

Cette étude nous permet aussi d'estimer la résolution de la reconstruction de la rigidité magnétique. Pour cela nous utilisons un faisceau dont la rigidité est très bien définie et supposons que la résolution de SAMURAI est dominante devant celle du faisceau. La résolution est alors directement donnée par la mesure de la largeur à mi-hauteur de la distribution présentée en figure 3.3.1. La résolution obtenue pour l'ensemble des réglages est de l'ordre de $\frac{\delta p}{p} = \frac{\delta B\rho}{B\rho} \sim 0.4\%$.

3.3.2 Simulation de la décroissance d'états non liés

Afin de pouvoir déduire des informations sur les états non liés par masse invariante il est nécessaire de détecter les neutrons et les fragments émis suite à la réaction. La détection de ces derniers étant assurée par deux multidétecteurs différents, la réponse de l'ensemble du dispositif expérimental est complexe. Pour reconstruire cette réponse nous nous sommes appuyé sur une simulation qui tient compte des paramètres de décroissance des états non liés ainsi que des mécanismes de détection des produits de réaction. Nous utilisons deux simulations du dispositif expérimental : MANGA (Multiparticle Analysis in a Neutron Geometrical Array) et ANIME (Algorithms for Neutron Identification in Modular Experiments). Ces deux simulations ne diffèrent que par le traitement de l'interaction des neutrons dans le détecteur NEBULA.

3.3.2.1 Conditions de la décroissance

Afin que la simulation soit fidèle à l'expérience il est nécessaire de reproduire au mieux les conditions dans lesquelles ont lieu les réactions. Cela implique donc une reconstruction précise des propriétés des ions du faisceau avant leur réaction.

Expérimentalement le faisceau d'ions est caractérisé par une distribution en vitesse affectée d'une certaine largeur autour de la valeur moyenne. Pour les besoins de la simulation, cette distribution est supposée uniforme et la valeur moyenne ainsi que la largeur sont ajustées expérimentalement.

Dans la cible, les particules chargées subissent une perte d'énergie dont la valeur dépend de l'épaisseur de cible traversée. La perte d'énergie étant le résultat d'une multitude de processus microscopiques, cette dernière peut légèrement varier pour deux particules ayant une même vitesse. Il en résulte que le phénomène de perte d'énergie entraîne un élargissement (appelé *straggling* en énergie) de la distribution en énergie incidente du faisceau d'ions. En plus de ces effets sur l'énergie, les particules chargées subissent, par rapport à leur trajectoire initiale, une légère déviation (appelée *straggling* angulaire) suite à de multiples diffusions dans la matière. Les effets ayant lieu en amont de la réaction affectent le système non lié dans son ensemble, et donc, les distributions en impulsion du

fragment et du neutron. A l'inverse les effets ayant lieu en aval de la réaction n'affectent que le fragment chargé.

La profondeur à laquelle a lieu la réaction est inconnue et constitue donc à ce titre une incertitude expérimentale. Dans la simulation cette profondeur est tirée aléatoirement en supposant que la probabilité de réaction est homogène dans la cible. A partir de cette position les pertes d'énergie sont calculées en utilisant des estimations du programme LISE++. Le *straggling* en énergie est lui aussi estimé à partir de ce programme. La mesure de ce dernier est détaillée dans la section 4.1.

3.3.2.2 Générateur d'évènements

Dans la simulation nous considérons la décroissance d'un isotope non lié par rapport à l'émission d'un neutron : ${}^A_{Z+1}X \rightarrow {}^A_Z X$. Cette décroissance est caractérisée par l'énergie accessible au système : l'énergie de décroissance E_d .

Comme cela a été discuté dans le chapitre d'introduction, la section efficace différentielle de l'énergie de décroissance suit une loi caractéristique de la nature de l'état non lié considéré. Les distributions d'énergie de décroissance des différents états non liés peuvent être décrites par différentes fonctions caractéristiques de la nature de l'état non lié. Les différentes paramétrisations sont présentées dans le chapitre 5. La simulation permet de tirer aléatoirement l'énergie de décroissance d'un évènement à partir des distributions de probabilité associées à ces paramétrisations.

Une fois l'énergie de décroissance du système non lié déterminée, celle-ci est répartie entre le fragment et le neutron suivant un tirage aléatoire respectant l'espace de phase à deux corps. Dans le cas d'un système à deux corps, les impulsions des deux particules sont, dans le centre de masse, de même norme et de même direction ainsi que de sens opposés. Dans la simulation, les impulsions sont supposées isotropes dans le centre de masse et leur norme est donnée par la relation [63] :

$$\begin{aligned} P_{CM} &= \frac{\sqrt{[E_X^2 - (M_f c^2 + M_n c^2)^2][E_X^2 - (M_f c^2 - M_n c^2)^2]}}{2E_X} \\ E_X &= E_d + M_f c^2 + M_n c^2 \end{aligned} \quad (3.3.1)$$

où E_d représente l'énergie de décroissance du système, M_f la masse du fragment et M_n la masse du neutron.

Afin de pouvoir reproduire les données expérimentales il est aussi nécessaire de tenir compte du mécanisme de réaction, car celui-ci induit le transfert d'une impulsion au système non lié. Cet effet est pris en compte en convoluant les trois composantes de l'impulsion du système par des distributions gaussiennes dont les largeurs sont ajustées afin de reproduire les données expérimentales.

Finalement les différentes observables obtenues dans le référentiel du centre de masse

sont converties dans le référentiel du laboratoire afin de pouvoir prendre en compte l'acceptance du dispositif expérimental. Cette conversion est effectuée à partir de la vitesse de l'isotope incident. Après ce passage dans le référentiel du laboratoire le fragment chargé subit les différents effets (perte d'énergie, *straggling* angulaire et en énergie) mentionnés dans la sous-section 3.3.2.1.

3.3.2.3 Détection des neutrons

Une fois la décroissance du système non lié effectuée, il est nécessaire de simuler la détection des produits de réaction pour obtenir la fonction de réponse du dispositif expérimental. Cette détection se fait de manière séparée pour le fragment chargé et le neutron.

Nous avons donc supposé l'efficacité de détection des fragments indépendante de l'impulsion de ces derniers à la sortie de la cible. L'efficacité de détection propre aux fragments chargés n'est donc pas simulée mais est déterminée de manière expérimentale (voir section 4.2.1.1).

En ce qui concerne l'efficacité de détection des neutrons, celle-ci peut se décomposer comme le produit d'une efficacité géométrique (qui caractérise la probabilité que la particule entre dans le détecteur) et d'une efficacité intrinsèque de détection (qui caractérise la probabilité que le neutron interagisse dans le détecteur).

En ce qui concerne l'efficacité géométrique, l'impulsion du neutron émis par le système non lié permet de reconstruire la trajectoire de ce dernier dans l'aire expérimentale. A partir de cette dernière, nous pouvons prendre en compte tout éventuel obstacle entre le point d'émission des neutrons et NEBULA. En particulier les positions et tailles des fenêtres d'entrée et de sortie dans SAMURAI sont simulées.

La figure 3.3.2 représente l'efficacité géométrique de détection des neutrons en fonction de l'énergie de décroissance du système. Plus l'énergie de décroissance du système est grande, plus l'énergie communiquée au neutron est grande et plus la trajectoire de celui-ci peut dévier de la trajectoire du faisceau. On observe sur la figure un plateau jusqu'à 2 MeV d'énergie de décroissance pour lequel l'efficacité géométrique de détection est de 100 %. A partir de cette valeur l'efficacité décroît car l'énergie communiquée au neutron est suffisante pour que sa trajectoire sorte de l'acceptance géométrique verticale. A partir de 6 MeV un second décrochage apparaît. Celui-ci correspond à l'énergie de décroissance à partir de laquelle le neutron peut sortir de l'acceptance géométrique horizontale de NEBULA.

Pour l'interaction des neutrons, la simulation ANIME utilise les paramétrisations, en énergie, des sections efficaces de MENATE_R (voir la figure 3.3.3). Lorsqu'un neutron entre dans une latte de NEBULA un tirage aléatoire permet de déterminer si celui-ci réagit dans la latte et, dans le cas d'une réaction, à travers quel processus. Suivant ce dernier, la cinématique des différentes particules impliquées dans la réaction est reconstruite. En particulier, le recul des particules chargées est modélisé permettant de reconstruire

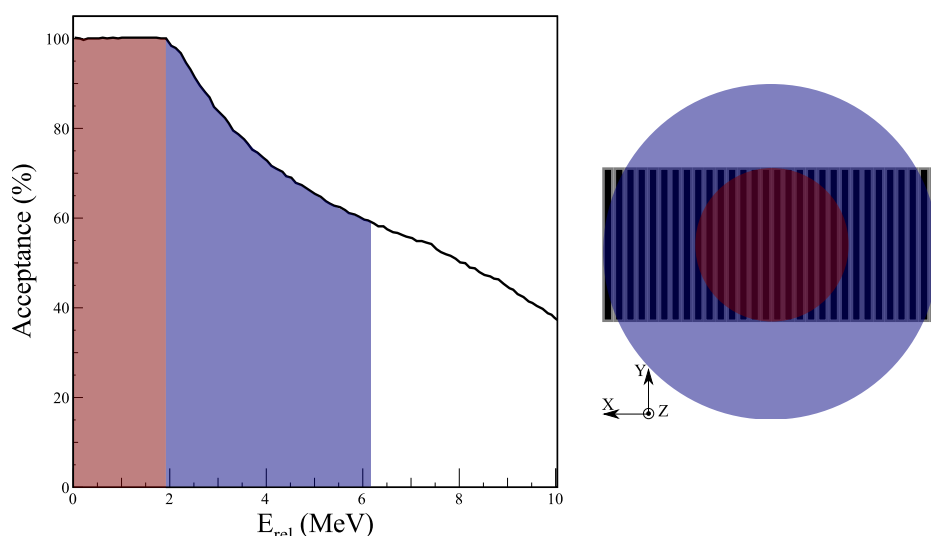


FIGURE 3.3.2: La figure de gauche représente l'acceptance géométrique de NEBULA, en fonction de l'énergie relative, calculée pour le système non lié ^{21}C . La figure de droite représente un schéma de NEBULA vu de face. Les cercles de couleurs visibles sur cette figure correspondent à la dispersion des neutrons autour de l'axe faisceau (dont la position dans le plan de NEBULA coïncide avec le centre du mur). Plus l'énergie relative du système augmente plus la dispersion est importante. Au delà d'environ 2 MeV et 6 MeV d'énergie relative les neutrons peuvent respectivement sortir de l'acceptance verticale et horizontale de NEBULA (voir texte) et l'efficacité de détection décroît.

la charge déposée dans la latte. Le suivi des différentes particules émises par la réaction permet aussi de prendre en compte les signaux que peuvent induire ces dernières sur les autres lattes ou véto de NEBULA. Cela permet notamment de simuler le phénomène de diaphonie où le neutron provoque un signal sur plusieurs lattes (voir [50]). ANIME s'avère donc particulièrement fidèle à la réalité et est particulièrement adapté pour les analyses requérant la détection de plusieurs neutrons.

En ce qui concerne MANGA, l'interaction des neutrons est traitée de manière effective. Le *commissioning* de SAMURAI a permis d'étudier de manière expérimentale l'efficacité de détection neutron à partir de la réaction $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$. Cette efficacité globale de détection permet de reconstruire une probabilité effective d'interaction par unité de longueur. MANGA utilise cette probabilité pour déterminer si, grâce à un tirage aléatoire, un neutron interagit dans l'épaisseur de NEBULA rencontrée. Cette interaction n'étant qu'effective elle ne permet pas de reconstruire la charge déposée dans une barre ni de traiter les cas de diaphonie. Cette simulation, plus simple, présente l'avantage d'être numériquement plus rapide que ANIME.

Dans les deux simulations, une fois la position d'interaction connue, le temps nécessaire pour que la lumière atteigne les deux photo-multiplieurs est reconstruit. A ce temps est convoluée la résolution en temps de chaque PMT, celle-ci étant mesurée expérimentalement (voir 3.1.5.2). A partir des deux temps obtenus est alors reconstruite la position verticale de l'interaction de la même manière que dans l'expérience. Ainsi les

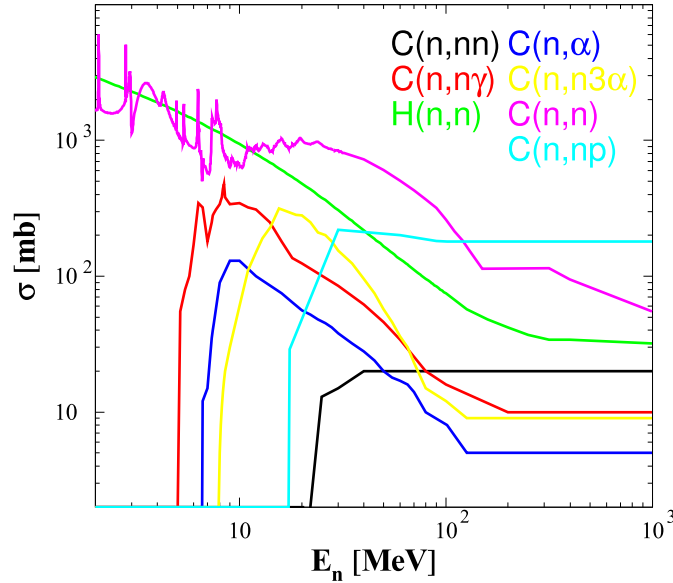


FIGURE 3.3.3: Sections efficaces de réaction des neutrons en fonction de l'énergie de ces derniers. Ces sections efficaces ont été utilisées par la simulation ANIME afin de modéliser l'interaction des neutrons dans les lattes plastiques de NEBULA.

temps de déclenchement et la position reconstruite permettent à l'utilisateur d'appliquer les mêmes méthodes d'analyse que pour les données expérimentales.

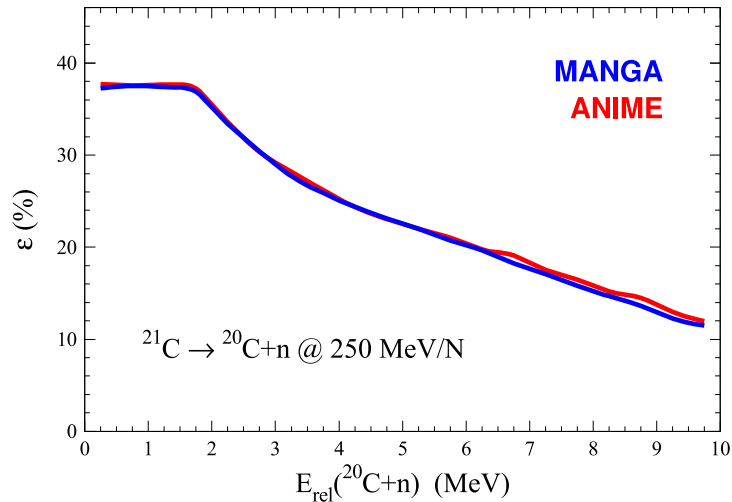


FIGURE 3.3.4: Comparaison des efficacités de détection de NEBULA avec les simulations MANGA (en bleu) et ANIME (en rouge). Les efficacités de détections sont comparées en fonction de l'énergie relative du système considéré. Les deux simulations sont réalisées pour la décroissance d'un isotope de ^{21}C .

Une comparaison des résultats obtenus avec MANGA et ANIME dans le cadre de la détection d'un neutron est présenté en figure 3.3.4. La présente analyse ne se basant que sur le premier neutron détecté, les processus secondaires traités par ANIME ne sont pas nécessaires. Voyant que les deux simulations donnent des résultats identiques pour la détection d'un neutron nous avons choisi d'utiliser pour notre analyse la simulation MANGA. En effet, la rapidité d'exécution de cette dernière simplifie grandement le travail

d'interprétation qui requiert la simulation d'un grand nombre de décroissances.

La simulation que nous avons réalisée nous permet aussi d'estimer la résolution en énergie relative de notre dispositif expérimental. Cette dernière est calculée en prenant en compte la résolution en temps et en position des lattes de NEBULA. Le résultat de la simulation est présentée en figure 3.3.5.

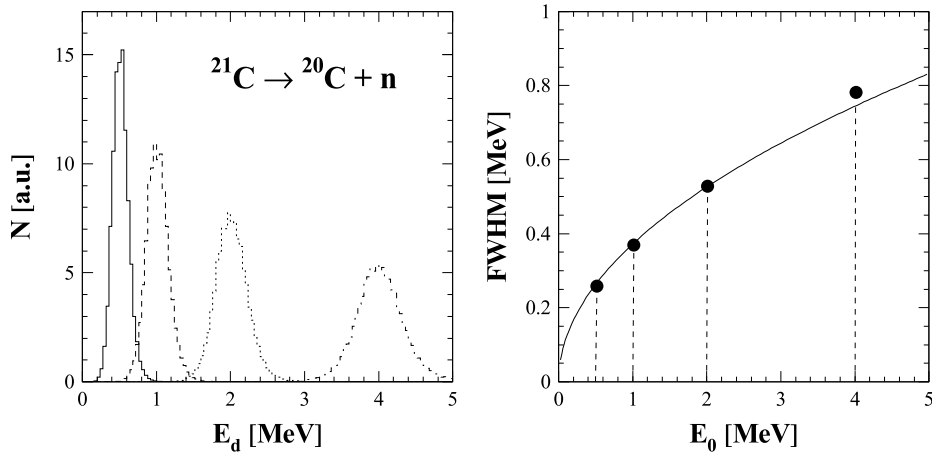


FIGURE 3.3.5: Résolution expérimentale de la reconstruction en énergie de décroissance. La figure de gauche représente l'énergie relative reconstruite par le dispositif pour la décroissance d'un ^{21}C dont l'énergie est une constante. Afin de voir la dépendance de la résolution avec l'énergie relative, nous avons fait varier cette dernière de 0 à 5 MeV. La figure de droite représente l'évolution de la largeur à mi hauteur du signal reconstruit en fonction de l'énergie de décroissance. Les points expérimentaux sont ajustés avec une fonction de type racine carrée.

La résolution du dispositif suit une loi de la forme $\sigma \approx c \times \sqrt{E_{rel}}$ où c est une constante qui dans notre cas vaut $c = 0.37$. Cette grandeur est particulièrement importante pour notre expérience puisqu'elle va nous permettre de distinguer les différents états résonants.

3.3.3 Simulation de DALI2

La simulation du multi-détecteur DALI2 est nécessaire pour construire la fonction de réponse du détecteur ainsi que pour estimer l'efficacité de détection et résolution en énergie. Cette simulation, qui a été écrite à l'aide du software Geant4, permet de simuler l'interaction des rayonnements électromagnétiques dans les cristaux NaI de DALI2. Le lecteur pourra trouver plus de détails sur la simulation dans la référence [54].

3.3.3.1 Fonction de réponse de DALI2

Afin de pouvoir construire la fonction de réponse du détecteur la simulation requiert différents paramètres que l'utilisateur doit définir : géométrie du détecteur, présence de matériaux atténuateurs autour du point d'émission, vitesse du fragment émettant le rayonnement, largeur de la distribution en vitesse, période caractéristique des transitions considérées, énergie des photons émis. La simulation ne permet pas de reconstruire la résolution de chaque cristal qui est donc, à ce titre, un paramètre à préciser.

La géométrie du détecteur, ainsi que la présence de matériau absorbant, est identique pour toute la campagne de mesures. De même, la résolution en énergie des cristaux est déterminée expérimentalement à partir de mesures effectuées avec une source de ^{22}Na . Par contre, la valeur moyenne de la distribution en vitesse ainsi que sa largeur sont ajustées au cas par cas sur les données expérimentales.

A partir de ces informations la simulation permet de reproduire la fonction de réponse du détecteur. Afin de vérifier cette fonction de réponse nous avons comparé le résultat de la simulation avec un spectre expérimental dans le cas d'une source immobile de ^{22}Na . La comparaison, est présentée en figure 3.3.6.

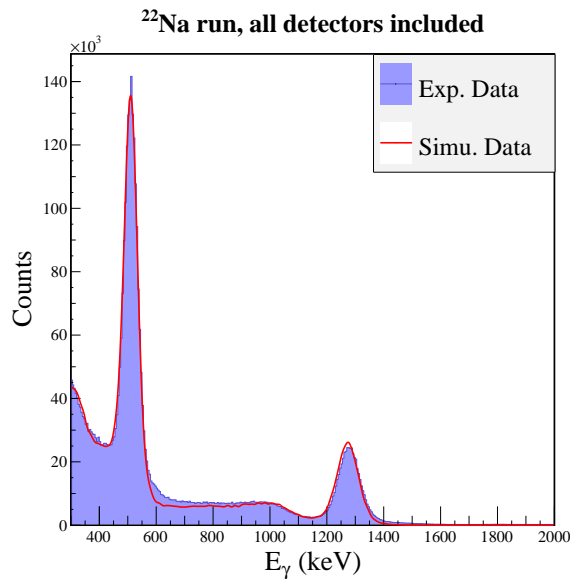


FIGURE 3.3.6: Comparaison entre la simulation de DALI2 et les données expérimentales prises avec une source de ^{22}Na . Les données sont représentées par l'histogramme bleu et la simulation par la ligne rouge continue. Les données sont prises pour l'ensemble des cristaux de DALI2.

Dans cette figure nous pouvons distinguer les deux pics du ^{22}Na , chacun étant précédé par une structure plus large correspondant aux fronts Compton. La simulation reproduit fidèlement la forme et la position des deux pics ainsi que celles du front Compton. Le très léger décalage en énergie, que l'on peut notamment observer sur le second pic, provient de la déviation de l'étalonnage que nous avons mentionnée dans la section 3.1.6.

3.3.3.2 Détermination de l'efficacité de DALI2

Pour notre analyse, il est important de savoir si des rayonnements gamma sont produits lors des réactions. Cela nécessite de connaître l'efficacité de détection du détecteur DALI2.

Dans l'expérience SAMURAI Day-One les rayonnements gamma sont émis en vol par des isotopes dont la vitesse est de l'ordre de 60 % de celle de la lumière. Pour reconstruire l'énergie des photons nous utilisons un algorithme d'*add-back* affectant l'efficacité de détection. Afin d'en déterminer l'effet nous avons fait appel à la simulation Geant4.

Dans la figure 3.3.7, est présentée l'efficacité de détection de DALI2, simulée pour un rayonnement gamma émis en vol ($\beta = 0.6$) et dont l'énergie a été reconstruite avec un algorithme d'*add-back*. L'efficacité de détection est reconstruite à partir du nombre d'évènements détectés dans le pic d'énergie totale.

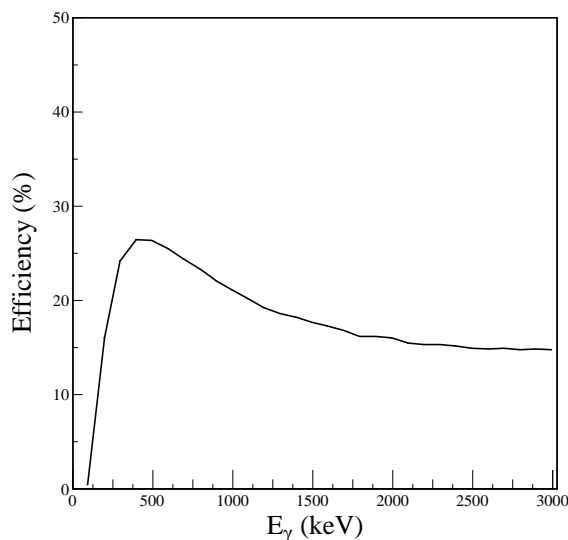


FIGURE 3.3.7: Simulation de l'efficacité de détection de DALI2 pour le pic d'énergie totale. La simulation prend en compte les effets de corrections Doppler et d'*add-back*.

L'efficacité de détection évolue avec l'énergie du rayonnement gamma incident. La valeur maximale est $\sim 27\%$ aux alentours de 500 keV. Les rayonnements gamma que nous chercherons à détecter ont une énergie comprise entre 1 MeV et 2 MeV. L'efficacité de notre dispositif sera donc de l'ordre de $\sim 20\%$.

3.3.3.3 Détermination de la résolution de DALI2

Comme précisé dans la sous-section 3.3.3.1, la simulation ne permet pas d'obtenir la résolution en énergie de chaque cristal qui est déterminée expérimentalement. Cette résolution intrinsèque est élargie par la correction de l'effet Doppler à cause des incertitudes sur les paramètres utilisés. La simulation permet de déterminer la résolution totale en tenant compte des différents effets élargissant la résolution intrinsèque (voir figure 3.3.8).

La résolution de reconstruction en énergie suit une loi qui apparaît relativement linéaire en fonction de l'énergie du rayonnement incident. La résolution apparente du dispositif est de l'ordre de 13%. Aux énergies qui nous intéressent nous serons donc capables de distinguer deux rayonnements gamma si ces derniers sont séparés par une énergie de l'ordre de 150 keV, ou plus.

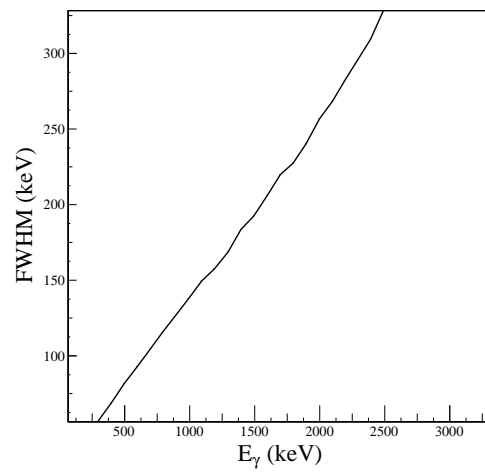


FIGURE 3.3.8: Simulation de la résolution en énergie (FWHM) de DALI2. La simulation prend en compte les effet de corrections Doppler et d'add-back.

Chapitre 4

Résultats

Ce chapitre présente les différents résultats obtenus à partir de l'analyse de données mentionnée dans le chapitre 3. La première partie est consacrée au traitement particulier réservé aux données prises sans cible. La seconde partie du chapitre introduit les observables physiques permettant de caractériser les états non liés, ainsi que la procédure de reconstruction utilisée. Finalement la troisième partie de ce chapitre présente les résultats obtenus pour les réactions nous permettant de sonder la structure du ^{18}B et du ^{21}C .

4.1 Traitement des données sans cible

Afin de produire les états non liés nous utilisons différentes réactions sur cible de carbone. Aussitôt produits ces états décroissent, produisant en voie de sortie un neutron et un fragment chargé. La sélection des événements d'une réaction est effectuée après identification et caractérisation de l'ion incident sur la cible et de l'ion détecté dans SAMURAI. Cette identification requiert l'utilisation de différents détecteurs (voir chapitre 2) qui sont insérés dans la trajectoire du faisceau. Ces matériaux, se trouvant sur la trajectoire des ions, représentent des sources potentielles de réaction au même titre que la cible.

Les données mesurées expérimentalement ont donc plusieurs contributions : la plus grande partie provient effectivement de réactions produites dans la cible de carbone (voir la trajectoire rouge dans la figure 4.1.1) mais une autre partie provient de réactions ayant lieu dans les différents matériaux des détecteurs utilisés (voir la trajectoire verte dans la figure 4.1.1). Ces événements, indiscernables des autres expérimentalement, ne peuvent pas être exploités car les propriétés des particules ne sont alors pas correctement reconstruites (par exemple les pertes d'énergie sont mal évaluées et les longueurs de vol erronées).

La cible de carbone utilisée contient plus de matière que tout autre matériau inséré dans la trajectoire du faisceau ($\sim 85\%$). De fait, les événements proviennent dans leur majorité d'une interaction dans la cible. Cependant, il est nécessaire de procéder à une estimation des autres contributions afin de pouvoir reconstruire correctement les

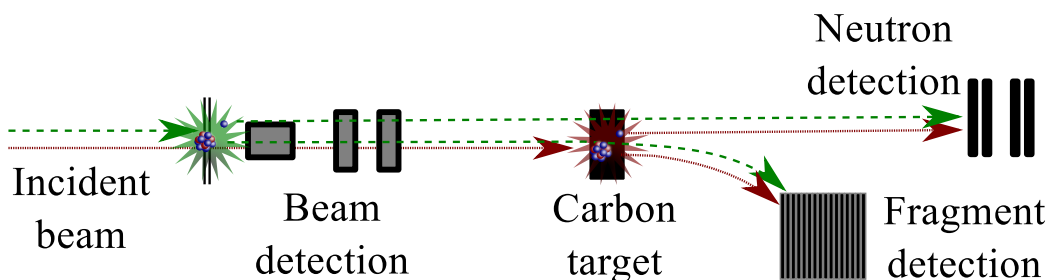


FIGURE 4.1.1: Représentation schématique des réactions des ions du faisceau. La ligne continue en rouge représente les trajectoires des participants à une réaction ayant lieu dans la cible. La ligne discontinue en vert représente les trajectoires des participants à une réaction ayant lieu dans un détecteur sur la trajectoire du faisceau.

distributions d'intérêt. Pour cela, des données sont prises avec un porte cible dépourvu de toute cible (mesures dites sur *cible vide*) afin d'évaluer l'ensemble des contributions ne provenant pas de la cible. Les données prises sur cible vide sont traitées de manière identique à celles prises sur cible de carbone. Pour obtenir des distributions provenant uniquement de la cible de carbone, il est nécessaire de soustraire aux données les distributions mesurées sans cible.

Nous pouvons distinguer deux cas pour les réactions sur cible vide :

- les réactions avec un changement de charge (par exemple *knock-out* d'un ou de deux protons). Or la charge de l'ion incident est reconstruite dans l'ICB, qui se trouve placée après les SBT, le changement de charge devrait donc être détecté pour ces réactions qui devraient peu contaminer les données.
- les réactions de *knock-out* d'un neutron. Pour ces réactions il n'est pas possible de distinguer une quelconque anomalie dans l'ICB et la contamination des données devrait être plus importante ($\sim 15\%$).

Dans le cas de mesures prises avec cible vide, les fragments mesurés dans SAMURAI n'ont pas été affectés par l'interaction avec la cible. Ils sont donc caractérisés par une énergie plus grande et une distribution angulaire plus étroite que ceux obtenus avec une cible de carbone. Afin de pouvoir soustraire correctement les contributions contaminant les données il est nécessaire de prendre en compte les effets de perte d'énergie et du *stragglng* angulaire que subissent les fragments lorsqu'ils traversent la cible de carbone (voir section 3.3.2.1).

Outre la cible, les matériaux représentant le plus de matière le long de la trajectoire des ions sont les deux détecteurs SBT. Nous avons donc considéré que ces détecteurs étaient la source principale des réactions n'ayant pas eu lieu dans la cible. La réaction se produisant alors en amont de la cible, le fragment produit va traverser les autres détecteurs puis la cible avant de se retrouver dans SAMURAI. Les fragments détectés, qui proviennent d'une réaction dans les SBT, ont donc subi une perte d'énergie et un *stragglng* angulaire dans la cible de carbone.

Les pertes d'énergies, ainsi que le *stragglng* en énergie, ont été estimés à partir des

tables du logiciel *LISE++*. Le *straggling* angulaire lui, fut déduit expérimentalement à partir des diffusions élastiques ($^A_Z\text{X}, ^A_Z\text{X}$) réalisées avec et sans la cible. La largeur des distributions en impulsion transverse du fragment, $P_x(f)$ et $P_y(f)$ sont comparées pour en déduire l'effet du *straggling* angulaire. La différence observée entre les deux largeurs (σ_C et σ_\emptyset) permet d'estimer l'effet du *straggling* angulaire (σ_s) pour l'isotope considéré :

$$\sigma_C^2 = \sigma_\emptyset^2 + \sigma_s^2 \quad (4.1.1)$$

A partir des valeurs déterminées expérimentalement et à partir du logiciel *LISE++*, les données mesurées sur cible vide ont été corrigées afin de reproduire les effets subis par le fragment dans le cas d'une cible de carbone. Dans la suite du chapitre nous présenterons dans le cas du ^{16}B les différentes distributions obtenues : sur cible de carbone, sur cible vide corrigée, et la soustraction des deux précédentes distributions. Comme cette soustraction n'entraîne pas une forte distorsion des distributions expérimentales nous avons fait le choix de représenter directement les distributions obtenues après soustraction dans le cas des résultats présentés pour le ^{18}B et le ^{21}C .

4.2 Observation des états non liés : ^{16}B

Cette section porte sur la présentation des différentes observables qui caractérisent les états non liés. Afin de s'assurer de la reconstruction de ces observables nous allons comparer les résultats obtenus par notre analyse à des résultats publiés. Ces derniers ne portent pas sur les états non liés du ^{18}B et du ^{21}C , mais sur différents noyaux et réactions que le faisceau *cocktail* nous permettait de sonder en même temps. Le lecteur pourra trouver la liste des réactions que nous avons utilisées pour cette vérification dans le tableau 4.2 ainsi que le nombre de coïncidences détectées associé à chacune d'entre elles.

Réglage faisceau	Réaction sur C	Nombre d'évènements ion \rightarrow fragment	Nombre d'évènements ion \rightarrow fragment + neutron
^{22}C	$(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+\text{n})$	1.1×10^5	3.0×10^4
	$(^{20}\text{C}, ^{18}\text{C})$	2.9×10^5	
	$(^{20}\text{C}, ^{19}\text{C})$	8.2×10^4	
$^{20}\text{N}/^{19}\text{C}$	$(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C})$	4.0×10^5	
^{19}B	$(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+\text{n})$	1.4×10^5	5.6×10^4

Tableau 4.1: Nombre de coïncidences mesurées pour les différentes réactions et les différents réglages. *ion \rightarrow fragment* désigne la détection en coïncidence des noyaux incidents et des fragments dans *SAMURAI*. *ion \rightarrow fragment + neutron* correspond aux coïncidences triples, faisceau, fragment et neutron.

Nous nous sommes intéressés en particulier à la production d'états non liés pour l'isotope de ^{16}B . Celui-ci a déjà été étudié par des réactions de *knock-out* d'un proton à travers la réaction $\text{C}(^{17}\text{C}, ^{15}\text{B}+\text{n})$ (voir [40, 41]). Cette réaction peuple une résonance

étroite très près du seuil d'émission neutron, qui se montre particulièrement sensible à la résolution du dispositif expérimental. Dans notre cas nous ne disposons pas d'un faisceau de ^{17}C suffisamment intense pour réaliser la même réaction, cependant, nous pouvons utiliser le faisceau de ^{17}B pour peupler les états non liés du ^{16}B à partir de la réaction de *knock-out* d'un neutron.

Cette section est organisée en trois sous-sections distinctes : la première est consacrée à la reconstruction d'observables à partir de la détection du fragment alors que la seconde porte sur les coïncidences entre fragment et neutron. Finalement la dernière partie traite de la présence d'une contribution non corrélée dans les données expérimentales.

4.2.1 Les fragments chargés

Dans cette section sont présentés les résultats obtenus à partir de la détection d'un fragment. Malgré l'absence de conditions sur la détection du (ou des) neutron(s) émis par la réaction, ces résultats inclusifs peuvent néanmoins nous fournir des informations importantes sur les réactions qui se sont produites et disposent d'incertitudes statistiques faibles.

4.2.1.1 Sections efficaces inclusives

La première observable que l'on peut reconstruire à partir du comptage de la détection d'un fragment est la section efficace inclusive de réaction. Cette dernière peut être directement déduite grâce à la relation suivante :

$$\sigma = \frac{N_f}{N_b n_t \varepsilon_f} \quad (4.2.1)$$

où N_f est le nombre de fragments détectés, N_b le nombre de noyaux incidents, n_t le nombre de noyaux contenus dans la cible, et ε_f l'efficacité de détection des fragments. Le nombre de noyaux présents dans la cible est estimé grâce à l'équation suivante :

$$n_t = \frac{\rho x \mathcal{N}_A}{\mathcal{M}} \quad (4.2.2)$$

où ρx est l'épaisseur mesurée de la cible en g/cm^2 , \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro, et \mathcal{M} la masse molaire du Carbone. La masse ainsi que les dimensions et l'épaisseur de la cible ont été mesurées avant l'expérience ce qui nous a permis d'estimer l'incertitude sur le nombre de noyaux de la cible : $\frac{\delta n_t}{n_t} \sim 0.8\%$.

L'efficacité de détection des fragments ε_f est déterminée expérimentalement à partir des données prises sur cible vide. Cette efficacité globale s'obtient en calculant, pour un isotope, le rapport entre le nombre de noyaux incidents et le nombre de noyaux détectés dans SAMURAI. Toutes les sélections détaillées dans le chapitre 3 sont appliquées lors de la détermination du comptage. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.2. L'efficacité de détection apparaît être relativement constante d'un isotope à l'autre et

ne semble pas être fortement affectée par le réglage du faisceau incident. L'incertitude présentée est l'incertitude statistique provenant du nombre de coïncidences détectées.

Réglage faisceau	Noyau	Efficacité %
^{22}C	^{23}N	88.5 ± 0.3
	^{22}C	86.9 ± 0.7
	^{20}C	89.7 ± 0.1
	^{19}B	87.3 ± 0.5
	^{17}B	90.2 ± 0.2
$^{23}\text{O} / ^{22}\text{N}$	^{23}O	89.4 ± 0.2
	^{22}N	89.7 ± 0.1
	^{20}C	89.2 ± 0.4
$^{20}\text{N} / ^{19}\text{C}$	^{20}N	90.5 ± 0.2
	^{19}C	90.9 ± 0.3
	^{17}B	84.9 ± 3
^{19}B	^{19}B	87.7 ± 0.5
	^{17}B	88.9 ± 0.2

Tableau 4.2: Efficacité de détection des fragments dans SAMURAI. Cette efficacité de détection prend en compte l'efficacité de détection et de reconstruction de la FDC1, FDC2 et de l'hodoscope ainsi que l'efficacité d'identification des fragments.

Comme nous l'avons mentionné précédemment (voir 4.1), une partie des évènements mesurés ne provient pas de réactions ayant eu lieu dans la cible. Afin de prendre en compte cet effet dans le calcul des section efficaces, l'équation 4.2.1 peut être alors corrigée de la façon suivante :

$$\sigma = \left(\frac{N_f}{N_b} \Big|_C - \frac{N_f}{N_b} \Big|_\emptyset \right) \frac{1}{n_t \varepsilon_f} \quad (4.2.3)$$

Les résultats obtenus à partir de cette équation sont présentés dans la troisième colonne du tableau 4.3 où ils sont comparés à une mesure réalisée avec la même énergie ($\sim 240 \text{ MeV}/\text{nucléon}$) [36].

Les résultats obtenus s'avèrent proches de ceux de la précédente étude, cependant leurs valeurs sont systématiquement inférieures. Cet effet peut s'expliquer par l'hypothèse sous-jacente au calcul précédent : une seule réaction a lieu dans la cible. Or la cible étant relativement épaisse, il se peut que le fragment produit par une réaction puisse réagir une seconde fois. Pour prendre en compte de tels effets, il est possible de modifier le calcul précédent de section efficace de la façon suivante [36] :

$$\sigma = \left(\frac{N_f}{N_b} \Big|_C - \frac{N_f}{N_b} \Big|_\emptyset \right) \frac{\sigma_R|_b - \sigma_R|_f}{e^{-N_t \sigma_R|_f} - e^{-N_t \sigma_R|_b}} \quad (4.2.4)$$

où N_t représente le nombre d'atomes dans la cible par unité de surface, $\sigma_R|_b$ la section efficace totale de réaction du faisceau, et $\sigma_R|_f$ la section efficace totale de réaction du

Réglage faisceau	Réaction	$\sigma_{-x(n/p)}$ sans perte de flux (mb)	$\sigma_{-x(n/p)}$ (mb)	Référence [36] σ (mb)
^{22}C	$\text{C}(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B})$	156 ± 1		
	$\text{C}(^{20}\text{C}, ^{18}\text{C})$	140 ± 1	154 ± 2	155 ± 25
	$\text{C}(^{20}\text{C}, ^{19}\text{C})$	44.9 ± 0.5	49 ± 1	58 ± 5
$^{20}\text{N}/^{19}\text{C}$	$\text{C}(^{19}\text{C}, ^{18}\text{C})$	121 ± 2	133 ± 3	163 ± 12
^{19}B	$\text{C}(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B})$	156 ± 2		

Tableau 4.3: Sections efficaces inclusives. La troisième colonne présente les calculs obtenus sans prise en compte de réactions secondaires. Au contraire, la quatrième colonne présente les résultats obtenus après prise en compte des réactions secondaires dans la cible. La cinquième et dernière colonne présentent les résultats publiés [36].

fragment. La section efficace totale de réaction d'un isotope représente la probabilité que celui-ci subisse une réaction (quelle qu'elle soit) en traversant le matériau. Elle peut être estimée à partir de l'équation suivante :

$$\sigma_R = -\frac{1}{n_t} \log \left(\frac{N_b}{N_f} \Big|_C \times \frac{N_f}{N_b} \Big|_{\emptyset} \right) \quad (4.2.5)$$

où N_f et N_b représentent respectivement ici les comptages incidents et sortant pour un même isotope. Dans notre cas, nous n'avons pas pu déterminer la section efficace totale de réaction de l'isotope ^{15}B ce qui explique que nous n'avons pas appliqué la correction précédente à la réaction $\text{C}(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B})$. Pour les autres réactions, les résultats sont présentés en troisième colonne du tableau 4.3. La correction entraîne une augmentation de la section efficace déduite, ce qui nous permet d'obtenir des valeurs compatibles avec celles de la référence [36].

Les incertitudes mentionnées dans le tableau 4.3 prennent en compte les incertitudes statistiques ainsi que l'incertitude sur l'épaisseur de la cible.

4.2.1.2 Distributions en impulsion du fragment

L'observation des distributions en impulsion du fragment permet d'obtenir des informations sur le mécanisme de la réaction ayant eu lieu. La forme de ces distributions est reliée au mécanisme de réaction (voir par exemple [64]). De plus, il est possible d'obtenir des informations structurales sur le nucléon arraché à partir de ces distributions dans le cas d'une réaction de *knock-out*.

Afin de reconstruire les distributions en impulsion du fragment il est nécessaire de prendre en compte la trajectoire et l'énergie du faisceau incident. C'est pourquoi l'ensemble des distributions en impulsion sont reconstruites dans le référentiel du faisceau incident. La largeur des distributions étant corrélée à la nature des états non liés sondés, il est aussi nécessaire de soustraire les contributions ne provenant pas de la cible. Un tel traitement est présenté dans le cas du ^{15}B en figure 4.2.1.

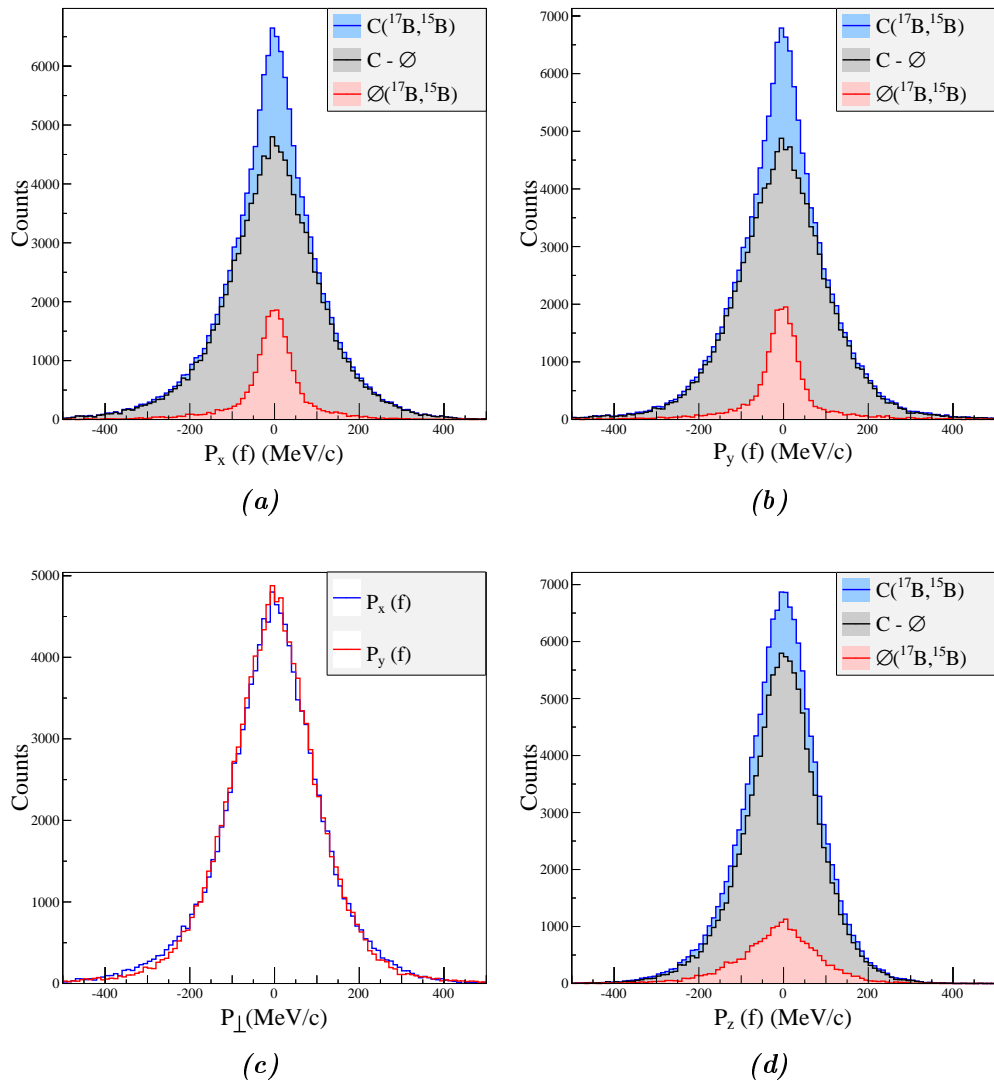


FIGURE 4.2.1: Distributions en impulsion du fragment pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B})$ dans le cas du réglage de ^{22}C . Pour les figures (a), (b) et (d) les distributions en bleu représentent les données prises sur cibles de carbone, celles en rouge prises sans cible, et finalement, celles en noir la soustraction des deux premières. La figure (c) représente la comparaison entre les deux composantes de l'impulsion transverse, P_x (en bleu) et P_y (en rouge), après soustraction des données de la cible vide.

Pour ces distributions en impulsion on peut distinguer d'un côté la distribution en impulsion parallèle (P_z), et de l'autre les distributions en impulsions transverses (P_x et P_y). La distribution en impulsion parallèle représente la contribution principale à l'impulsion totale du système et se trouve donc très sensible à la vitesse du fragment et du faisceau. Le fait que la distribution soit centrée sur $0\text{ MeV}/c$ permet de vérifier que le fragment est produit à une vitesse proche de celle du faisceau incident (le transfert d'impulsion lors de la réaction étant négligeable devant l'impulsion initiale du fragment). En ce qui concerne l'impulsion transverse, nous observons des distributions symétriques dont la moyenne s'avère proche de $0\text{ MeV}/c$, ce qui confirme le bon alignement entre les

détecteurs du fragment et du faisceau.

Afin de vérifier la reconstruction de l'impulsion parallèle, la distribution que nous avons obtenue est comparée à celle d'une étude antérieure [36]. Celle-ci étant effectuée à une énergie similaire à la notre (~ 240 MeV), et avec un dispositif expérimental dont la résolution en impulsion est proche une comparaison qualitative des résultats est possible. Cette comparaison est présentée dans la figure 4.2.2. Les résultats des deux expériences sont compatibles compte tenu des incertitudes, ce qui valide notre procédure de reconstruction.

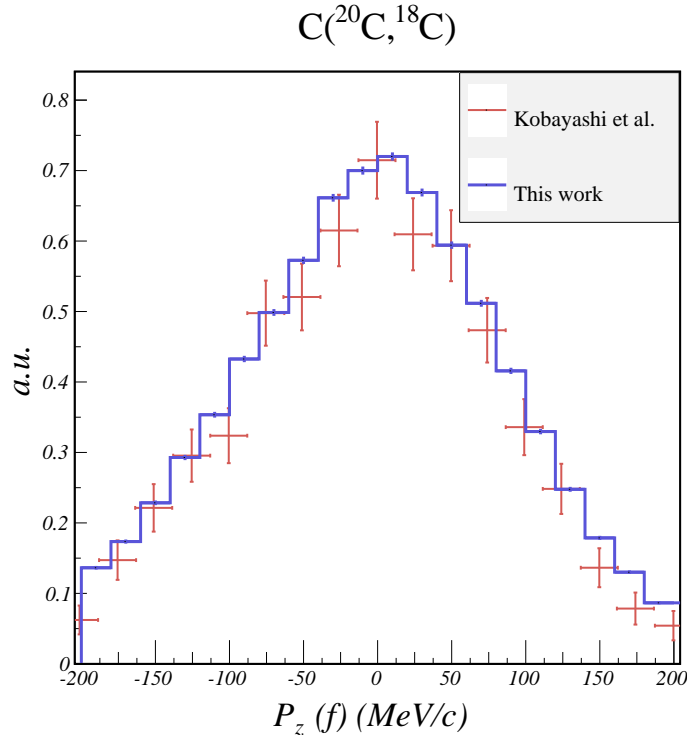


FIGURE 4.2.2: Comparaison de la distribution en impulsion parallèle du fragment, pour la réaction $C(^{20}\text{C}, ^{18}\text{C})$, entre notre analyse (histogramme bleu) et la référence [36] (croix rouges).

4.2.1.3 Coïncidences avec les rayonnements gamma

Dans cette sous-section sont présentés les résultats obtenus à partir de la reconstruction en énergie, des rayonnements gamma, détaillée dans le chapitre 3. Nous rappelons que les distributions que nous allons présenter sont toutes reconstruites après correction Doppler et utilisation d'un algorithme d'*add-back* (voir section 3.2.4.3). L'observation de rayonnements gamma connus en coïncidence avec le fragment permet de tester notre procédure expérimentale de reconstruction.

La figure 4.2.3 présente différents spectres en énergie gamma, reconstruits pour deux diffusions. Ces diffusions ont été choisies afin de correspondre à des travaux antérieurs [59, 42]. Les structures visibles sur l'ensemble des spectres ont été ajustées avec une fonction composée de la somme de la réponse du détecteur, pour un rayonnement gamma

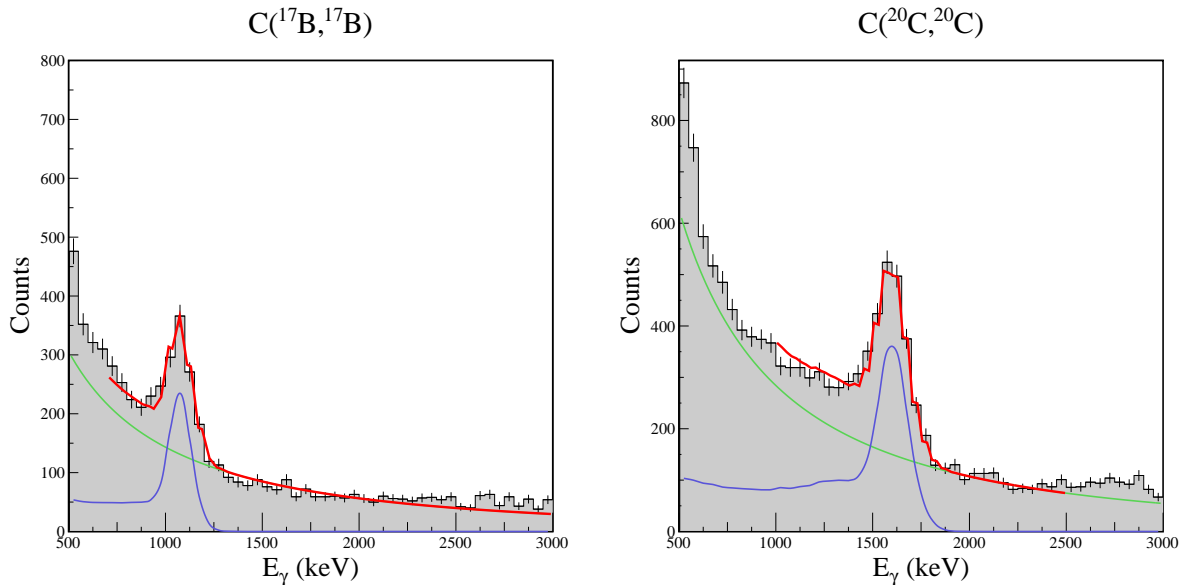


FIGURE 4.2.3: Spectres en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence avec les fragments de ^{17}B et ^{20}C . Les données expérimentales (en noir) sont ajustées avec une fonction (en rouge) composée de la somme de la réponse du détecteur (en bleu) et d'une fonction exponentielle (en vert).

mono-énergétique, et d'une exponentielle (pour modéliser le fond). L'énergie des rayonnements gamma correspond à celle mentionnée dans les références [59, 42] (pour plus de détails sur la simulation voir 3.3.3). Les ajustements réalisés reproduisent avec succès les distributions expérimentales. Cela nous permet de valider :

- l'étalonnage en énergie réalisé.
- la simulation du détecteur DALI2.

4.2.2 Coïncidences fragment-neutron

Cette section présente le traitement particulier des coïncidences entre faisceau, fragment et neutron. Dans un premier temps nous présenterons les propriétés du neutron (distribution angulaire, vitesse . . .), puis dans un second temps nous nous intéresserons aux observables relatives caractérisant le système non lié.

4.2.2.1 Vitesse des neutrons

La première observation sur les neutrons détectés peut être faite à partir des spectres en vitesse reconstruit dans le laboratoire. Ces spectres, dont un exemple est présenté en figure 4.2.4 pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$, sont centrés autour d'une valeur proche de celle du faisceau à mi-cible. Cela nous permet de vérifier que la majorité des neutrons détectés sont produits suite à l'interaction des ions du faisceau avec la cible.

La reconstruction en vitesse des neutrons est particulièrement importante pour la spectroscopie en masse invariante. En effet, cette dernière se calcule à partir des quadrivecteurs des produits de la réaction. Le fragment et le neutron provenant d'un noyau

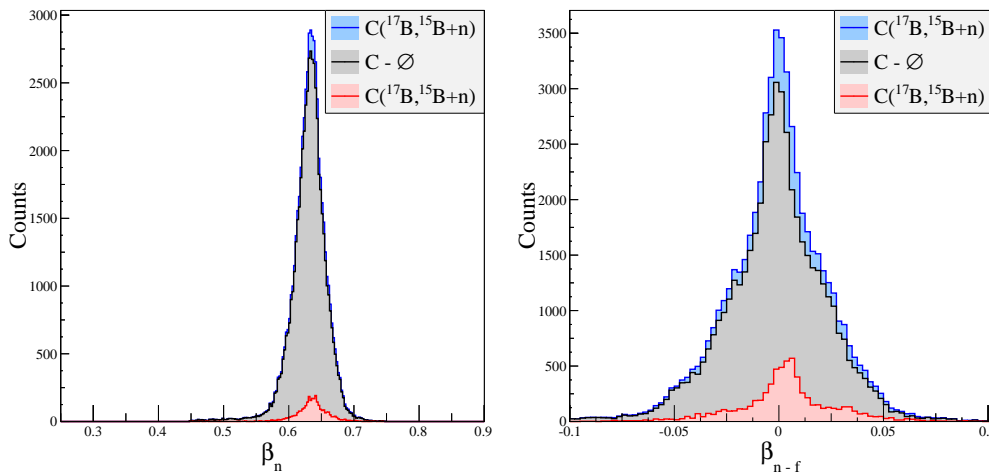


FIGURE 4.2.4: La figure de gauche représente la distribution en vitesse (normalisée à celle de la lumière) des neutrons pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. La figure de droite représente la différence de cette dernière avec celle du fragment. Les distributions en bleu représentent les données prises sur cible de carbone, celles en rouge celles prises sans cible, et finalement, celles en noir la soustraction des deux premières.

non lié produit dans la cible, leur vitesse reconstruite à mi cible doit donc être identique. Tout décalage induit une distorsion dans la reconstruction de l'énergie relative du système (voir sensibilité du dispositif dans la section 4.2.2.3).

Afin de s'assurer de la validité de notre analyse et de l'étalonnage des détecteurs, nous avons observé la distribution de la vitesse relative entre neutron et fragment (voir figure 4.2.4). Cette distribution symétrique est légèrement excentrée par rapport à la valeur attendue 0. Cette déviation reste faible ($\lesssim 0.5\%$ pour l'ensemble des réactions étudiées) et provient probablement d'une erreur systématique commise dans la reconstruction de la rigidité magnétique du fragment. Afin de ne pas subir les distorsions mentionnées précédemment, nous avons fait le choix d'aligner la vitesse du fragment sur celle du neutron en y ajoutant le décalage mesuré expérimentalement¹.

4.2.2.2 Distributions angulaires

La couverture angulaire de NEBULA est suffisamment grande pour nous permettre de construire la distribution angulaire des neutrons pour de basses énergies relatives. De plus cette reconstruction est effectuée avec une bonne précision ($\leq 0.5^\circ$), grâce à la grande distance séparant la cible du détecteur ainsi que la résolution de la reconstruction en position. Cette distribution permet d'observer l'angle d'émission des neutrons et donc de recueillir une première information sur la décroissance du système : une distribution fortement piquée aux petits angles correspondant à une faible énergie relative du système.

La figure 4.2.5 présente les résultats obtenus pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. L'ob-

1. le neutron est choisi comme référence car la mesure de la rigidité du fragment provient d'une simulation (voir 3.3.1)

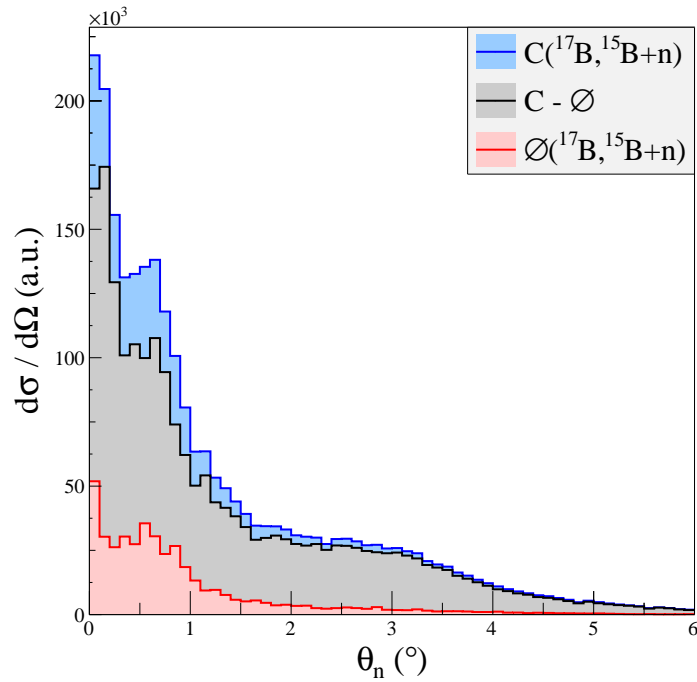


FIGURE 4.2.5: Distribution angulaire des neutrons, dans le laboratoire, pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. La distribution en bleu représente les données prises sur cible de carbone, celle en rouge celles prises sans cible, et finalement, celle en noir la soustraction des deux premières.

servation du spectre permet de mettre en évidence plusieurs structures :

- une première structure très étroite correspondant à des angles très faibles ($\leq 0.5^\circ$).
- une seconde structure comprise entre 0.5 et 1° .
- une troisième structure très large comprise entre 2 et 3° .

La présence de la structure très proche de 0° semble correspondre à l'état résonant que nous attendons. En ce qui concerne les deux autres structures, elles semblent indiquer la présence de plusieurs autres états non liés qui seraient peuplés par la réaction. Afin de confirmer cette première analyse il est nécessaire de reconstruire l'énergie relative du système non lié.

4.2.2.3 Énergie de décroissance

La caractérisation du neutron et du fragment permet de reconstruire l'énergie de décroissance du système. Comme pour les autres observables précédemment traitées, la contribution provenant des réactions hors de la cible est soustraite à partir des données prises sur cible vide. Les résultats obtenus pour le spectre d'excitation du ^{16}B à partir de la réaction de *knock-out* d'un neutron sont présentés dans la figure 4.2.6.

Le spectre obtenu est caractérisé par deux structures apparentes : un pic très étroit situé au seuil et une structure plus large localisée autour de 1 MeV . La structure à basse énergie semble correspondre à celle de la référence [40] et la largeur très étroite de cette

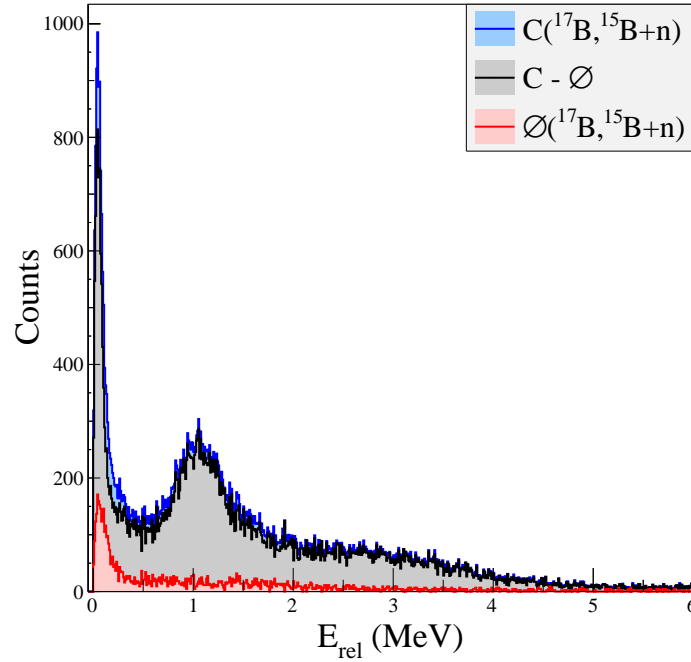


FIGURE 4.2.6: Spectre en énergie relative obtenu pour le ^{16}B à partir de la réaction $\text{C}(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. Le code couleur est identique à celui des figures précédentes.

dernière nous permet de vérifier que notre résolution expérimentale n'est pas dégradée par une mauvaise reconstruction. Afin de comparer avec les études précédentes le lecteur pourra se reporter aux spectres expérimentaux présentés dans le chapitre 5. La seconde structure n'est pas mentionnée dans les études précédentes et sa nature est discutée dans le chapitre 5. Les données prises sur cible vide montrent principalement une contribution à basse énergie et leur soustraction n'affecte pas la forme des structures observées.

L'apparition de ces deux structures dans le spectre de décroissance est cohérente avec les observations que nous venons de faire sur la distribution angulaire des neutrons (voir sous-section 4.2.2.2). En ce qui concerne la troisième structure observée dans la distribution angulaire, celle-ci pourrait correspondre à ce que l'on peut distinguer entre 2 et 4 MeV en énergie de décroissance. L'observation de la distribution non résonante nous permettra de dire s'il s'agit de nouvelles résonances.

Afin d'évaluer l'effet d'une mauvaise reconstruction dans l'impulsion du neutron ou du fragment, différents tests ont été réalisés. En particulier nous avons introduit un décalage entre la vitesse du neutron et du fragment afin de voir l'effet de distorsion mentionné dans la sous section 4.2.2.1. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 4.2.7.

Cette vérification permet de montrer qu'un mauvais alignement entre la vitesse du neutron et celle du fragment entraîne une distorsion importante dans la reconstruction de l'énergie de décroissance du système. Pour des déviations en vitesse de moins de 0.5 % cette distorsion n'est pas significative devant la résolution du dispositif expérimental et l'effet sur la reconstruction est négligeable. Cependant à partir de cette valeur on observe

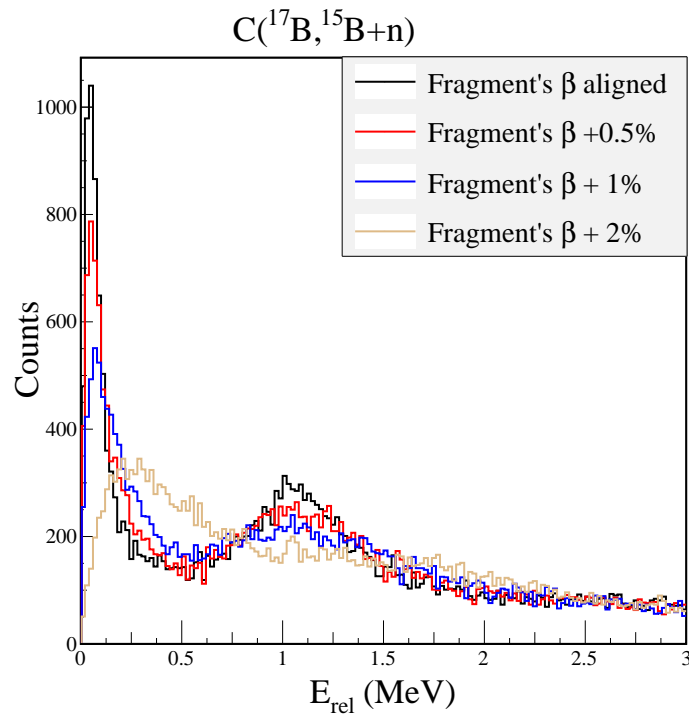


FIGURE 4.2.7: Spectres en énergie relative obtenus pour le ^{16}B à partir de la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. Pour les différents cas, les valeurs moyennes de la vitesse du fragment et du neutron ont été volontairement décalées par une constante variant de 0 à 2 %.

un élargissement des différentes structures dans le spectre. À partir de 1 % la structure présente aux alentours de 1 MeV s'estompe fortement. Pour 2 % de déviation, la distorsion de notre spectre est si forte qu'aucune des deux structures précédentes n'est visible. Cette vérification nous permet non seulement de tester la sensibilité de notre observable mais aussi nous conforte dans la nécessité d'aligner en vitesse les paires fragment-neutron détectées.

4.2.2.4 Distributions en impulsion

À partir de la mesure en coïncidence du neutron et du fragment nous pouvons reconstruire l'impulsion du système non lié fragment-neutron. Dans le cas particulier de réaction de *neutron knock-out* à partir d'un noyau à halo ces distributions permettent de déduire le moment angulaire du neutron arraché (voir par exemple [65]).

De plus, nous rappelons ici que les distributions en impulsion du système non lié (fragment + neutron) sont cruciales pour la simulation de la décroissance (voir 3.3.2.2). En effet, ces distributions reflètent l'impulsion qui a été transmise au système non lié lors de sa formation. Il est nécessaire de prendre en compte cette impulsion pour modéliser correctement la décroissance du système.

Le traitement de la cible vide est identique à celui que nous avons utilisé pour les distributions en impulsion du fragment (voir section 4.2.1.2). Les résultats obtenus pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$ sont présentés en figure 4.2.8.

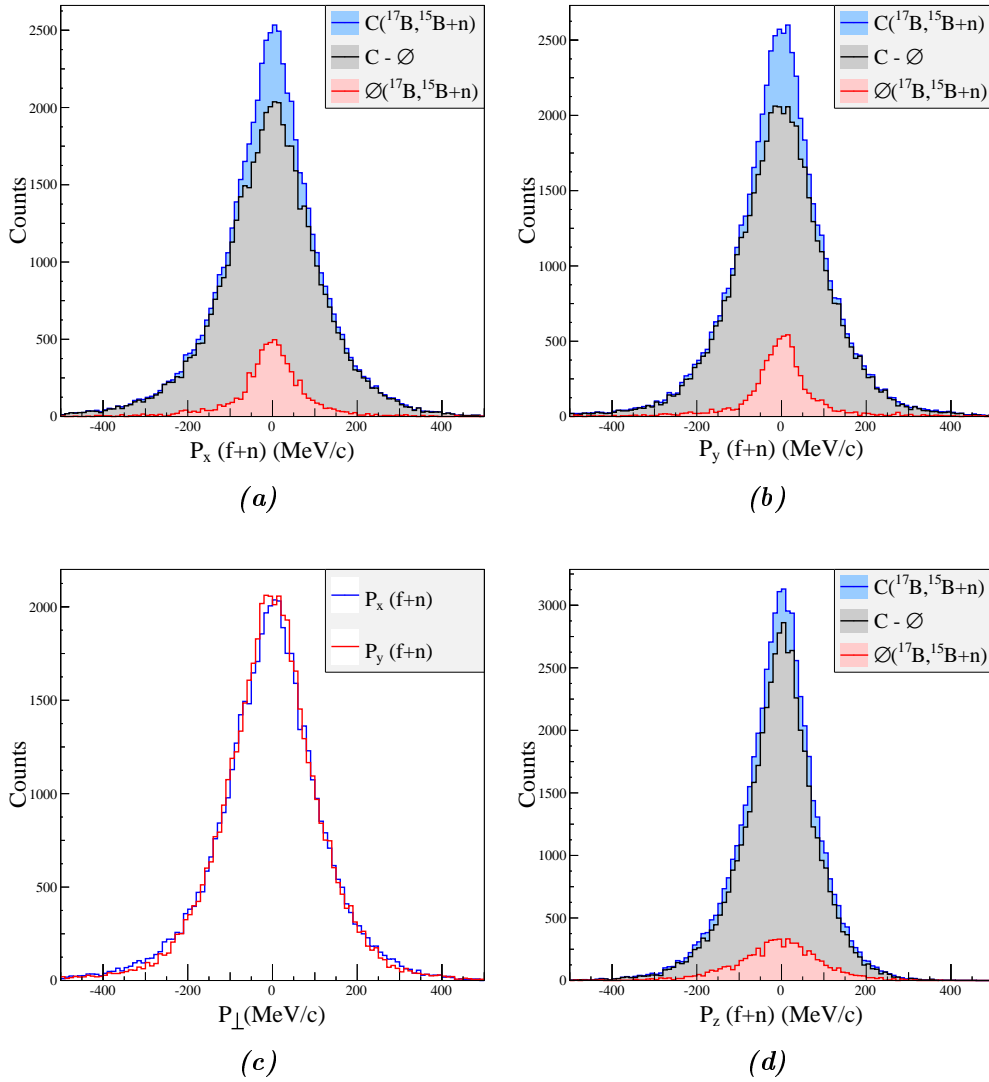


FIGURE 4.2.8: Distributions en impulsion du système non lié (fragment + neutron) pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. Le code couleur est identique à celui des figures précédentes pour les figures (a), (b) et (d). La figure (c) représente la comparaison entre les deux composantes de l'impulsion transverse, P_x (en bleu) et P_y (en rouge), après soustraction des données de la cible vide.

De manière similaire aux distributions en impulsion obtenues à partir de la détection du fragment, les distributions observées sont centrées autour de 0 MeV/c et apparaissent symétriques. Cette observation valide les procédures de reconstruction utilisées.

L'étude de la corrélation entre l'énergie relative et l'impulsion du système non lié est effectuée dans le chapitre suivant (voir section 5.3.1).

4.2.2.5 Rayonnements gamma émis en coïncidence

Cette section traite de la détection de rayonnements gamma en coïncidence avec un neutron et un fragment. Pour de tels événements l'efficacité de détection totale ($\sim 7\%$) est dominée par l'efficacité de détection neutron ($\sim 35\%$) et gamma ($\sim 20\%$). Suivant

les réactions choisies, la statistique peut donc se révéler particulièrement limitée.

Le spectre en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence avec un neutron et un fragment est présenté en figure 4.2.9 pour le cas du *knock-out* d'un neutron à partir du ^{17}B . Le ^{15}B possède deux états excités qui décroissent en cascade vers l'état fondamental du noyau. Ce qui se traduit par l'émission de deux rayonnements gamma respectivement à $1.3 \pm 0.4 \text{ MeV}$ et $1.4 \pm 0.2 \text{ MeV}$ [42].

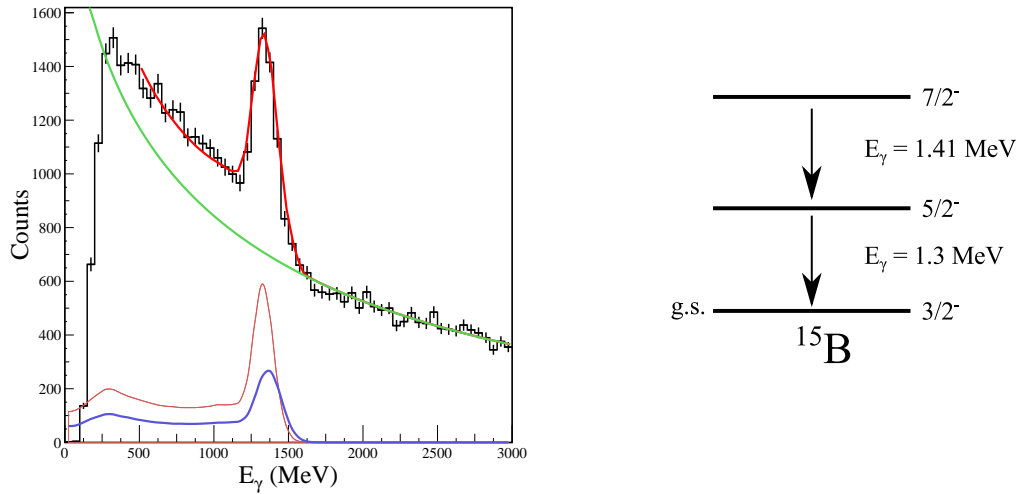


FIGURE 4.2.9: Spectre en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. L'ajustement présenté sur la figure (trait épais rouge) est effectué en utilisant la réponse du détecteur pour la décroissance du premier état excité (trait fin rouge), la décroissance en cascade des deux états excités (trait fin bleu) et une fonction exponentielle (trait épais vert).

DALI2 ne dispose pas d'une résolution suffisante pour séparer ces deux rayonnements gamma ce qui explique la présence d'une seule structure dans le spectre (voir 3.3.3). Afin de reproduire le spectre expérimental nous avons ajusté ce dernier avec une fonction composée de la somme, de la réponse du détecteur pour les deux rayonnements, et d'une fonction exponentielle afin de décrire le fond. L'ajustement décrit le spectre expérimental avec succès, la contribution dominante provenant de la désexcitation du premier état $5/2^-$ du ^{15}B . L'autre contribution correspond à la réponse du détecteur suite à la décroissance en cascade des deux états excités. Afin de nous assurer que la structure ne pouvait être décrite par un seul rayonnement gamma nous avons essayé différents ajustements mais aucun n'a réussi à reproduire le spectre expérimental avec succès.

Comme nous l'avons déjà mentionné il est possible que certains états non liés décroissent vers un niveau excité du fragment chargé. Ce fragment va alors décroître à son tour vers son niveau fondamental via l'émission d'un gamma caractéristique. De la même façon que pour les distributions en impulsion du système neutron plus fragment, il est intéressant de s'intéresser aux corrélations entre les spectres gamma obtenus et les structures observées dans les spectres d'énergie relative. Une telle analyse est détaillée dans le chapitre 5.

4.2.3 Estimation des contributions non résonantes

Cette section traite de l'estimation des contributions non résonantes (ou non corrélées) qui peuvent être présentes dans les données expérimentales. Après avoir expliqué d'où proviennent ces contributions, nous présenterons une méthode pour les estimer. Enfin nous détaillerons l'application de cette méthode aux données.

4.2.3.1 Origine des contributions non corrélées

L'étude des systèmes non liés par spectroscopie en masse invariante est fondée sur la reconstruction de différentes observables mettant en évidence les corrélations présentes entre le neutron et le fragment. Cependant, le fait de détecter une paire en coïncidence ne signifie pas nécessairement que les deux particules sont corrélées. L'absence de corrélation pour une paire peut avoir de multiples origines et il est important de distinguer les cas.

Tout d'abord dans les réactions de *knock-out*, il est possible qu'il n'y ait pas d'interaction entre le fragment et le neutron dans l'état final. Il est aussi possible que le système non lié soit produit dans le continuum non résonant. Dans le cas des réactions où plusieurs neutrons sont produits en voie de sortie (par exemple les réactions de fragmentation), il est aussi possible que le neutron détecté dans NEBULA ne soit pas celui ayant interagi avec le fragment. Enfin il est possible qu'une superposition d'états résonants, larges et faiblement peuplés, forme une structure similaire à une distribution non corrélée.

Une partie ou la totalité de ces cas se réalisent lors des expériences, produisant dans les spectres expérimentaux un fond non corrélé auquel se superposent les distributions provenant des états résonants. Cet effet est visible dans le cas du spectre d'énergie de décroissance du ^{16}B : les deux structures mentionnées reposent sur un fond continu (voir figure 4.2.6).

Afin de pouvoir interpréter correctement les structures apparentes dans les spectres d'énergie relative il est nécessaire d'estimer la contribution de la composante non corrélée. L'origine de cette distribution étant multiple il est particulièrement difficile d'en reconstruire la forme. Dans certaines études elle est prise en compte en utilisant une distribution de Maxwell-Boltzman [41], dans d'autres par le produit d'une exponentielle et de la fonction d'erreur [66], finalement elle n'est parfois tout simplement pas mentionnée [43]. Si le choix d'une paramétrisation peut paraître arbitraire, le choix de ses paramètres l'est tout autant, notamment lorsqu'on mesure des systèmes pour la première fois et que l'on ne connaît pas *a priori* les états que l'on va détecter. Afin de ne pas avoir à recourir à un choix arbitraire nous avons préféré utiliser une approche différente pour estimer la forme des contributions non corrélées. Cette méthode est appelée technique de mélange d'événements.

4.2.3.2 La technique de mélange d'évènements

Considérons une réaction ayant pour produits deux particules de quadrivecteur énergie-impulsion p_1 et p_2 . Dans le cas où ces deux particules n'interagissent pas l'une avec l'autre, leurs distributions respectives en impulsion sont indépendantes et peuvent s'écrire $d\sigma/dp_1$ et $d\sigma/dp_2$ respectivement. Si nous pouvions trouver des réactions où seulement une de ces particules est émise nous serions en mesure expérimentalement d'accéder à ces distributions. Cependant dans les systèmes non liés que nous traitons ce n'est pas le cas et nous n'avons accès qu'à la section efficace à deux particules qui s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2} = \frac{d\sigma}{dp_1} \frac{d\sigma}{dp_2} \times C(p_1, p_2) \quad (4.2.6)$$

Le terme $C(p_1, p_2)$, généralement appelé fonction de corrélation, traduit l'effet de la présence des deux particules dans la voie de sortie. Dans notre cas, étude de systèmes non liés (fragment + neutron), le principal mécanisme pouvant modifier les quadrivecteurs p_1 et p_2 est la formation de résonances dans les systèmes.

Si nous voulons extraire l'effet $C(p_1, p_2)$ de ce mécanisme des coïncidences expérimentales $d^2\sigma/dp_1 dp_2$, il est nécessaire d'estimer les distributions indépendantes de l'équation 4.2.6, c'est à dire, savoir comment se comporteraient les deux particules sans interaction/corrélation. Si nous mélangeons des particules d'évènements différents nous nous attendons à faire disparaître toute corrélation entre les deux, la particule 1 n'ayant pas interagi avec la particule 2 d'un évènement différent (ces deux particules ne coexistent pas). L'avantage supplémentaire de ces paires virtuelles est d'être directement construites à partir de particules ayant été détectées. A ce titre, notre distribution indépendante prendra en compte l'acceptance du dispositif expérimental.

Cette technique a été beaucoup utilisée en physique nucléaire et physique des particules et a permis d'extraire les signaux de corrélation des coïncidences à deux particules (voir [50] et références [9,11-13] mentionnées dedans). Cependant lorsque la corrélation est vraiment forte, mélanger les évènements ne suffit plus. Afin de comprendre pourquoi, nous mélangeons les distributions de l'équation 4.2.6. Le mélange de la particule 1 avec toutes les particules 2 correspond à intégrer la distribution à deux particules vis à vis de la particule 2 :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\otimes}}{dp_1} &= \int \frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2} dp_2 \\ &= \frac{d\sigma}{dp_1} \int C(p_1, p_2) \frac{d\sigma}{dp_2} dp_2 \\ &= \frac{d\sigma}{dp_1} \langle C \rangle(p_1) \end{aligned} \quad (4.2.7)$$

où nous avons utilisé la définition de $C(p_1, p_2)$ (équation 4.2.6) et le fait que les distri-

butions sont indépendantes l'une de l'autre. En mélangeant les évènements nous avons obtenu $d\sigma_{\otimes}/dp_1$, qui est la distribution que nous cherchons multiplié par $\langle C \rangle(p_1)$. Le même résultat s'obtient pour la particule 2, ce qui nous donne en général :

$$\frac{d\sigma_{\otimes}}{dp} = \frac{d\sigma}{dp} \times \langle C \rangle(p) \quad (4.2.8)$$

Le facteur inattendu représente la corrélation d'une particule, de quadrivecteur p , avec tous les autres partenaires utilisés pour former les paires virtuelles. Quand la fonction de corrélation est faible, ou lorsque cette dernière est significative seulement sur une petite proportion des données, le facteur de corrélation moyenne sera $\langle C \rangle \approx 1$ et le mélange d'évènements remplira son rôle :

$$C(p_1, p_2) \approx \frac{d^2\sigma/dp_1 dp_2}{(d\sigma_{\otimes}/dp_1)(d\sigma_{\otimes}/dp_2)} \quad (4.2.9)$$

C'est à dire que les distributions construites $d\sigma_{\otimes}/dp_1$ et $d\sigma_{\otimes}/dp_2$ correspondront bien à la distribution non corrélée. C'est le cas pour la plupart des applications de la technique où les particules sont faiblement corrélées, ou bien, où seulement quelques unes d'entre elles sont fortement corrélées. Le facteur de corrélation qui apparaît dans l'équation 4.2.8 représente la corrélation résiduelle qui survit à un simple mélange d'évènements. Si nous savons que ce facteur est significativement supérieur à 1, ou bien si nous ne voulons pas en faire l'hypothèse, il est nécessaire de le prendre en compte. En général le mélange d'évènements nous amènera à sous estimer la fonction de corrélation :

$$\frac{d^2\sigma/dp_1 dp_2}{(d\sigma_{\otimes}/dp_1)(d\sigma_{\otimes}/dp_2)} \leq C(p_1, p_2) \quad (4.2.10)$$

Cependant, si nous arrivons à calculer le facteur de corrélation résiduelle, alors nous pourrions nous en servir comme facteur de pondération des évènements que nous mélangeons et ainsi retirer toute corrélation résiduelle :

$$\frac{d^2\sigma/dp_1 dp_2}{(d\sigma_{\otimes}/dp_1)(d\sigma_{\otimes}/dp_2)} = C(p_1, p_2) \quad (4.2.11)$$

$$\times \frac{1}{\langle C \rangle(p_1)} \frac{1}{\langle C \rangle(p_2)}$$

Le problème qui se pose est que pour reconstruire la fonction de corrélation nous aurons besoin de cette même fonction de corrélation. Il est donc nécessaire d'utiliser un algorithme itératif qui construira successivement la fonction de corrélation en utilisant les facteurs de pondération déterminés par l'itération précédente. Ce cheminement est présenté dans la figure 4.2.10.

Une difficulté supplémentaire apparaît lorsque l'on cherche à calculer les facteurs de pondération à partir de l'équation 4.2.7 :

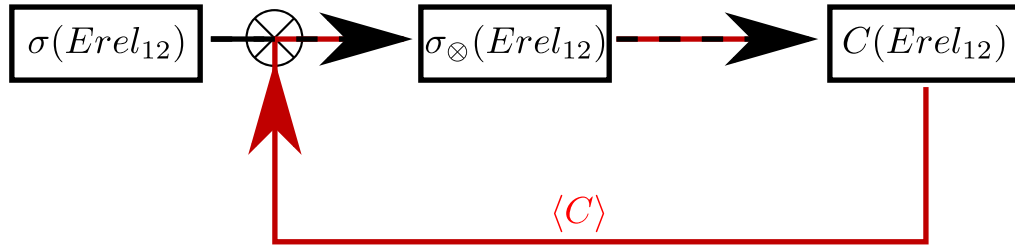


FIGURE 4.2.10: Présentation des différentes étapes de l’algorithme de mélange d’évènements tel qu’il est développé dans notre analyse. L’algorithme étant itératif les différentes étapes sont répétées jusqu’à convergence.

$$\begin{aligned} \langle C \rangle(p_1) &= \int C(p_1, p_2) \frac{d\sigma}{dp_2} dp_2 \\ &= \int C(p_1, p_2) \frac{d\sigma_{\otimes}/dp_2}{\langle C \rangle(p_2)} dp_2 \end{aligned} \quad (4.2.12)$$

Afin de calculer les facteurs de pondération de la particule 1 nous avons besoin d’utiliser la fonction de corrélation ainsi que la distribution indépendante de la particule 2, que nous ne pouvons pas mesurer expérimentalement . . . Il est donc nécessaire d’ajouter une seconde itération au sein de la première puisque, afin de pouvoir calculer la corrélation moyenne d’une particule nous avons besoin de connaître la corrélation moyenne de toutes les autres particules.

4.2.3.3 Application aux données

Le raisonnement précédent nous a permis de comprendre comment traiter le problème d’un point de vue formel, par la suite nous appliquons le mélange d’évènements à nos données. D’un point de vue pratique nous disposons de données contenant N évènements. Pour chacun de ces évènements nous disposons d’une paire fragment-neutron (voir figure 4.2.11).

Afin de pouvoir réaliser notre mélange d’évènements il est tout d’abord nécessaire de trouver une observable adaptée à notre problème. Cette observable nous permettra de réduire l’espace de notre problème de huit (deux quadrivecteurs) à une dimension (une observable) :

$$(p_i, p_j) \rightarrow E_{ij} \quad (4.2.13)$$

dans notre cas l’observable la plus adaptée est l’énergie relative E_{ij} puisqu’elle contient la corrélation que nous voulons extraire de nos données (énergies des résonances formées). Cela permet de réécrire l’équation 4.2.11 de la façon suivante :

$$\frac{\sigma(Erel_{12})}{[\sigma_{\otimes}(Erel_{12})]_{w_{12}}} = C(Erel_{12}) \quad (4.2.14)$$

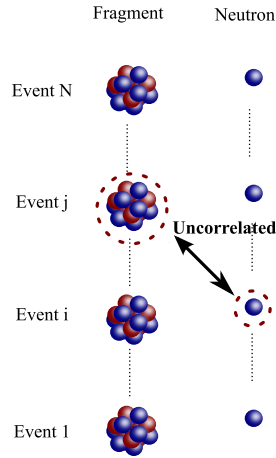


FIGURE 4.2.11: Principe du mélange d'évènements appliqué aux données expérimentales. Le fragment de chaque évènement détecté est associé aux neutrons des autres évènements afin de former des paires virtuelles non corrélées.

Le numérateur correspond à la distribution à deux particules mesurées expérimentalement, et le dénominateur à la distribution obtenue à partir du mélange d'évènements, avec $N(N-1)$ paires virtuelles pondérées par :

$$w_{12} = w_1 w_2 = \frac{1}{\langle C \rangle(p_1)} \frac{1}{\langle C \rangle(p_2)} \quad (4.2.15)$$

Pour chaque particule nous devons avoir un facteur de pondération et donc, nous devons construire un tableau de $2N$ facteurs de pondération à partir de la fonction de corrélation :

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{cc} & 1 & 2 \\ 1 & \circ & \bullet \\ 2 & \circ & \bullet \\ 3 & \circ & \bullet \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ N & \circ & \bullet \end{array} & \xRightarrow{C} & \begin{array}{cc} & 1 & 2 \\ 1 & \circ & \bullet \\ 2 & \circ & \bullet \\ 3 & \circ & \bullet \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ N & \circ & \bullet \end{array} \\
 \mathbf{p_i} & & \mathbf{w_i}
 \end{array}$$

Ces facteurs nous permettront à leur tour de construire la fonction de corrélation. Ils sont initialisés à 1 afin de construire la première distribution. A partir de celle-ci nous pouvons obtenir la fonction de corrélation en divisant la distribution en énergie relative expérimentale. La fonction de corrélation nous permet alors de construire les seconds facteurs de pondération et ainsi de suite...Après un certain nombre d'itérations nous obtiendrons la fonction de corrélation :

$$\begin{aligned}
w^{(1)}=1 &\rightarrow [\sigma_{\otimes}]_{w^{(1)}} \rightarrow \frac{\sigma}{[\sigma_{\otimes}]_{w^{(1)}}} = C^{(1)} \\
\rightarrow w^{(2)} &\rightarrow [\sigma_{\otimes}]_{w^{(2)}} \rightarrow \frac{\sigma}{[\sigma_{\otimes}]_{w^{(2)}}} = C^{(2)} \\
\rightarrow w^{(3)} &\rightarrow \dots \rightarrow \frac{\sigma}{[\sigma_{\otimes}]_{w^{(n)}}} = C^{(n)}
\end{aligned} \tag{4.2.16}$$

Afin de calculer la table de facteurs de pondération, l'équation 4.2.12 devient :

$$\langle C \rangle^{(n)}(p_i) = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1 \neq i}^N \frac{C^{(n-1)}(x_{ij})}{\langle C \rangle^{(n)}(p_j)} \tag{4.2.17}$$

Cette étape constitue la seconde itération puisque pour calculer le facteur de pondération $1/\langle C \rangle^{(n)}(p_i)$ nous avons besoin de l'ensemble des autres facteurs de pondération $1/\langle C \rangle^{(n)}(p_j)$.

Lorsque nous construisons la distribution non corrélée avec le mélange d'évènements nous obtenons une distribution avec beaucoup plus de statistique, de l'ordre de N^2 ($N(N-1)$ pondéré par des facteurs proches de 1). La distribution obtenue a donc l'avantage d'avoir une erreur statistique négligeable devant la distribution expérimentale observée. Cependant, la distribution construite à partir du mélange d'évènements ne nous donne donc que la forme de la distribution et requiert une normalisation. Pour la première itération nous normalisons de sorte que la distribution non corrélée n'excède jamais les données expérimentales. Pour les itérations suivantes nous normalisons les distributions de sorte que celles-ci ne puissent pas excéder l'itération précédente (nous supposons ainsi que des corrélations résiduelles sont retirées à chaque itération).

Pour notre algorithme il est nécessaire de définir des critères de convergence pour les deux itérations mentionnées précédemment. En ce qui concerne l'itération principale sur la fonction de corrélation, nous avons décidé de considérer l'algorithme comme convergé lorsque la variation relative de l'intégrale de deux distributions non corrélées successives est inférieure à 5%. En ce qui concerne la seconde itération sur les facteurs de pondération nous nous basons sur la variation moyenne des facteurs de pondération d'une itération à l'autre. Lorsque cette variation moyenne est inférieure à 10^{-6} alors l'itération est stoppée.

Les résultats obtenus pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$ sont présentés en figure 4.2.12.

La distribution des évènements non corrélés est initialement très piquée à basse énergie puis s'aplatit progressivement après quelques itérations. Cela correspond aux corrélations résiduelles qui ont pu être retirées par les itérations successives. L'algorithme converge généralement entre sept ou huit itérations, et il devient rapidement difficile de distinguer deux distributions successives (la septième itération est cachée par la huitième sur la figure 4.2.12). L'évolution de l'intégrale des distributions non corrélées successives, normalisée à la valeur de la première, présentée en figure 4.2.12 montre cette convergence rapide de l'algorithme. L'écart entre l'intégrale de la première itération et l'intégrale de

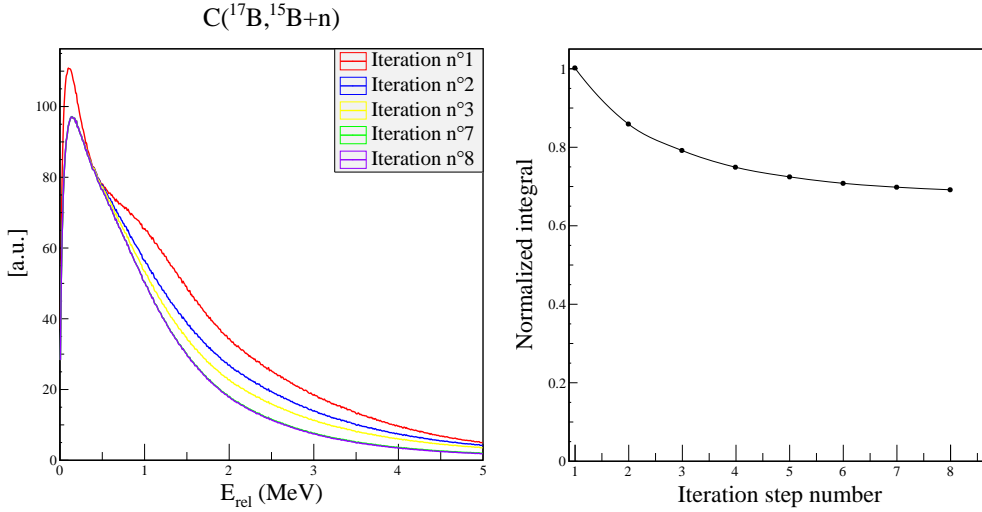


FIGURE 4.2.12: Application du mélange d'événements aux données $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. La figure de gauche présente les distributions non corrélées obtenues successivement avec le mélange d'événements. La figure de droite montre la convergence de l'algorithme itération par itération.

la dernière itération nous donne une mesure des corrélations résiduelles que nous avons pu éliminer avec notre algorithme itératif (par rapport à un mélange simple).

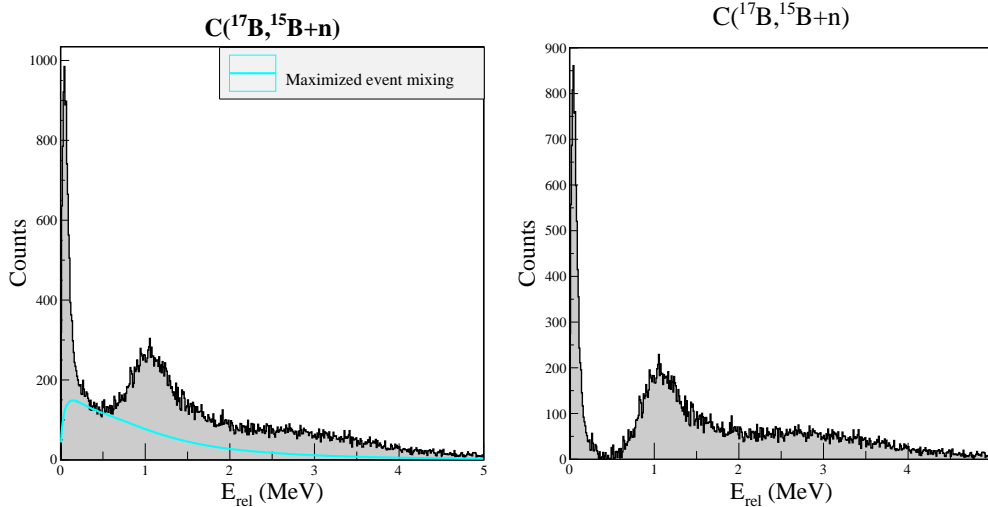


FIGURE 4.2.13: Estimation maximisée de la distribution non corrélée pour les données $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. La figure à gauche représente la contribution maximale (en bleu turquoise) que peut prendre la distribution non corrélée. La figure de droite est le résultat de la soustraction de cette distribution aux données expérimentales.

Afin d'analyser les structures présentes dans le spectre d'énergie relative il est possible d'effectuer une étude qualitative à partir de la distribution produite par le mélange d'événements. Pour cela, nous supposons que dans une partie du spectre la corrélation est nulle, et donc entièrement reproduite par la distribution non corrélée. Nous normalisons alors l'amplitude de la distribution non corrélée jusqu'à ce que celle-ci reproduise les données. Cette distribution non corrélée est donc la contribution maximale que celle-ci peut représenter dans nos données. Les structures apparaissant alors au dessus de cette

distribution non corrélée maximisée doivent être considérées comme provenant d'états résonants peuplés par la réaction.

Dans l'exemple de la réaction $\text{C}(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+\text{n})$ (voir figure 4.2.13) la distribution non corrélée maximisée met clairement en évidence la structure étroite à basse énergie relative ainsi que la structure plus large aux alentours de 1 MeV d'énergie relative. De plus, une structure plus large et moins marquée apparaît entre 2 MeV et 4 MeV.

4.3 Résultats pour le ^{18}B

Les résultats obtenus pour le système non lié ^{18}B sont présentés dans cette section. Nous rappelons que ce système est sondé à partir de trois mécanismes de réaction différents : le *knock-out* d'un neutron (à partir du ^{19}B), le *knock-out* d'un proton (à partir du ^{19}C), ainsi que le *knock-out* de deux protons (à partir du ^{20}N). Le nombre de coïncidences entre le faisceau, le fragment et le neutron est détaillé dans le tableau 4.4 pour les différentes réactions.

Réglage faisceau	Réaction	Nombre d'évènements ion \rightarrow fragment	Nombre d'évènements ion \rightarrow fragment + neutron
^{22}C	$\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+\text{n})$	2.0×10^4	6.5×10^3
$^{20}\text{N}/^{19}\text{C}$	$\text{C}(^{20}\text{N}, ^{17}\text{B}+\text{n})$	3.5×10^3	1.6×10^3
	$\text{C}(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+\text{n})$	6.0×10^4	3.0×10^4
^{19}B	$\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+\text{n})$	3.8×10^4	1.8×10^4

Tableau 4.4: Nombre de coïncidences mesurées pour les différentes réactions et les différents réglages utilisés. *ion \rightarrow fragment* désigne la détection en coïncidence des noyaux incidents et des fragments dans SAMURAI. *ion \rightarrow fragment + neutron* désigne les coïncidences triples, faisceau, fragment et neutron.

4.3.1 Sections efficaces inclusives

Les comptages de la section précédente permettent de reconstruire les sections efficaces des différentes réactions utilisées pour peupler le ^{18}B . Pour chacun des cas, les sections efficaces sont calculées avec et sans prise en compte de la perte de flux dans la cible. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.5.

Parmi les réactions utilisées, la section efficace la plus grande est celle de la réaction de *knock-out* d'un neutron à partir du ^{19}B . Cette dernière est du même ordre de grandeur que celle obtenue pour le *knock-out* d'un neutron à partir du ^{17}B . Ces grandes sections efficaces traduisent la faible énergie de liaison des neutrons de valence. Au contraire, les sections efficaces de *knock-out* d'un ou de deux protons sont plusieurs ordres de grandeur en dessous. Un tel phénomène n'est pas surprenant puisqu'il traduit la difficulté d'enlever un proton, fortement lié, à un isotope riche en neutrons.

Les incertitudes présentées dans le tableau prennent en compte les incertitudes statistiques ainsi que l'incertitude sur le nombre de noyaux diffuseurs dans la cible.

Réglage faisceau	Réaction	$\sigma_{-x(n/p)}$ sans perte de flux (mb)	$\sigma_{-x(n/p)}$ (mb)
^{22}C	$\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B})$	220 ± 4	242 ± 4
^{19}B	$\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B})$	222 ± 6	244 ± 8
$^{20}\text{N}/^{19}\text{C}$	$\text{C}(^{20}\text{N}, ^{17}\text{B})$	0.36 ± 0.04	0.39 ± 0.09
	$\text{C}(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B})$	14.8 ± 0.4	16.1 ± 0.7

Tableau 4.5: Sections efficaces inclusives obtenues pour les réactions peuplant le ^{18}C . La troisième colonne présente les calculs obtenus sans prise en compte de réactions secondaires. Au contraire, la quatrième colonne présente les résultats obtenus après prise en compte des réactions secondaires dans la cible. Les incertitudes présentées prennent en compte l'incertitude statistique ainsi que l'incertitude sur le nombre de noyaux dans la cible.

4.3.2 Distributions en impulsion

Dans le cas de la réaction de *knock-out* d'un neutron à partir du ^{19}B les distributions en impulsion permettent de déduire le moment angulaire des neutrons du halo. Ces dernières sont représentées en figure 4.3.1.

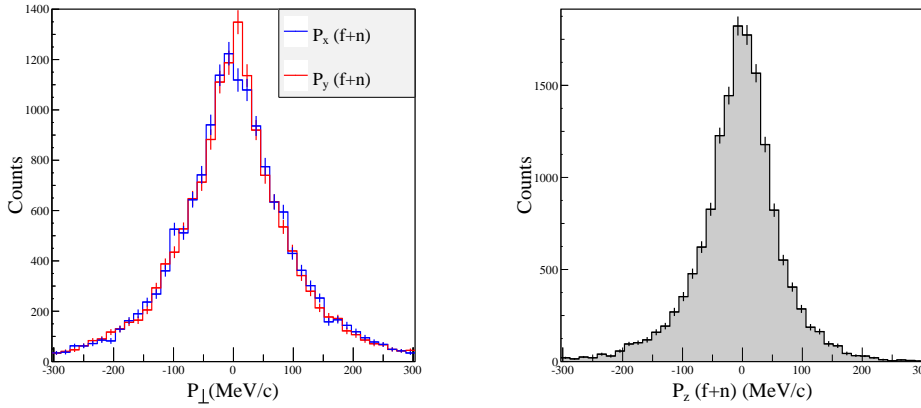


FIGURE 4.3.1: Distributions en impulsion du système non lié ($^{17}\text{B}+n$). La figure de gauche présente la comparaison entre les deux composantes de l'impulsion transverse : P_x (en bleu) et P_y (en rouge). La figure de droite présente la distribution en impulsion parallèle. Les distributions sont toutes présentées après soustraction de la contribution provenant de la cible vide.

Comme nous avons pu le constater dans le cas du ^{16}B , les distributions en impulsion du système ($^{17}\text{B} + n$) sont symétriques et centrées sur la valeur 0 MeV/c. La comparaison des spectres en impulsion des systèmes ^{16}B et ^{18}B montre que le second système est caractérisé par des distributions plus étroites. L'analyse de ces distributions est discutée dans le chapitre 5.

4.3.3 Corrélations entre fragment et neutron

Les spectres en énergie relative reconstruits pour ces différentes réactions, ainsi que les distributions non corrélées calculées à partir du mélange d'évènements, sont présentés

en figure 4.3.2. Les distributions sont présentées après soustraction des données sans cible et les distributions non corrélées sont maximisées.

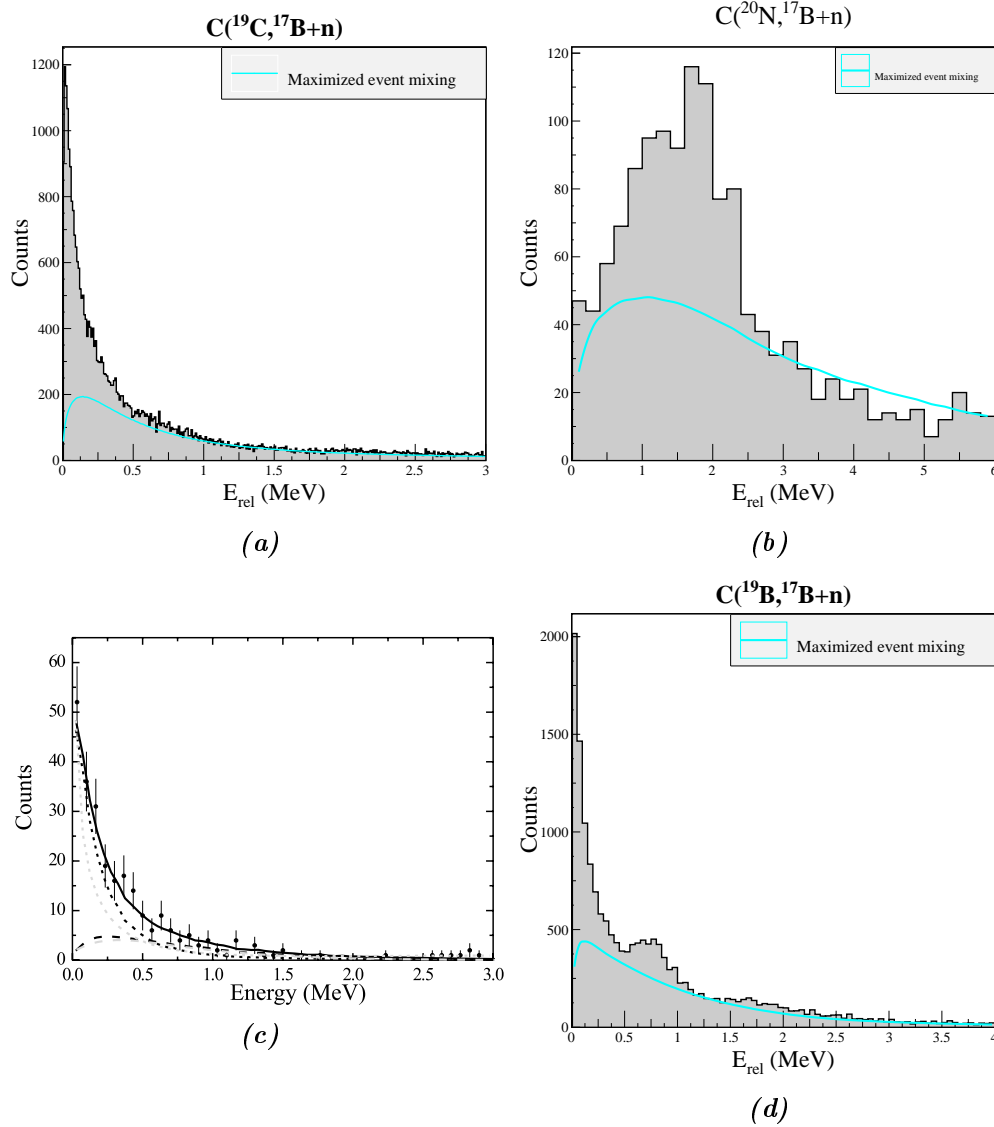


FIGURE 4.3.2: Les figures (a), (b) et (d) représentent les distributions en énergie relative pour les différentes réactions de knock-out. La ligne bleue turquoise continue tracée sur chacune de ces figures représente la distribution non corrélée maximisée. La figure (c) est la distribution en énergie relative obtenue par la référence [41] pour la réaction $(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+n)$.

La description des spectres en énergie de décroissance est détaillée ci dessous pour chaque réaction :

- $C(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+n)$, le spectre d'énergie présente une structure très piquée à basse énergie. Cette structure semble identique à celle observée avec la même réaction par [41] et qui a été interprétée comme un état virtuel. La distribution non corrélée obtenue à partir du mélange d'événements semble capable de reproduire l'intégralité du spectre au delà de 1 MeV d'énergie de décroissance soutenant l'hypothèse du peuplement d'un seul état.

- $C(^{20}\text{N}, ^{17}\text{B}+n)$, la distribution en énergie présente une large structure centrée aux alentours de 1.5 MeV. La distribution non corrélée semble décrire la distribution à basse et haute énergie relative. La réaction ne semble donc peupler qu'un seul état résonant.
- $C(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+n)$, le spectre d'énergie relative présente deux structures apparentes. La première, très étroite, est située très près du seuil d'émission neutron et semble identique à celle observée pour la réaction de *knock-out* d'un proton. La seconde, plus large, est située aux alentours de 0.75 MeV. La distribution non corrélée semble légèrement sous-estimer les données expérimentales entre 1.5 et 2.5 MeV.

4.3.4 Rayonnements gamma émis en coïncidence

Cette sous-section présente la détection de rayonnements gamma émis en coïncidence avec la décroissance d'un système non lié. La probabilité de détecter de tels événements est fortement affectée par les efficacités respectives des différents systèmes de détection. Ainsi, le nombre de coïncidences peut s'avérer particulièrement restreint pour les réactions dont l'intensité du faisceau incident est limitée.

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 1, un état non lié peut décroître vers un état excité du fragment. Celui-ci émet un rayonnement gamma pour revenir à son niveau fondamental. Pour autant, la détection d'une coïncidence triple fragment-neutron-gamma n'implique pas nécessairement que les états résonants du spectre d'énergie relative décroissent par un état excité du fragment. En effet, il est possible que le fragment provienne de la contribution non résonante des données. Ainsi, dans cette section nous nous contenterons de commenter la présence et l'intensité des éventuels rayonnements gamma mesurés. La contribution ainsi que l'interprétation de tels rayonnements seront discutées dans le chapitre 5.

Les distributions en énergie des rayonnements gamma, obtenues pour les réactions peuplant le système non lié ^{18}B , sont présentées en figure 4.3.3. Nous rappelons que ces spectres sont obtenus grâce à l'utilisation d'un algorithme d'*add-back*. Dans le cas du noyau de ^{17}B , un seul état excité lié est connu et celui-ci décroît vers l'état fondamental du noyau par un gamma dont l'énergie est $E_\gamma = 1.07$ MeV [42].

L'ensemble des réactions montrent un signal, plus ou moins intense correspondant à la décroissance de l'état excité du ^{17}B :

- $C(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+n)$, le spectre présente deux pics se détachant du fond. Le premier se situe à l'énergie attendue pour l'état excité du ^{17}B . Le second, plus faible, se situe aux alentours de 1.5 MeV et ne correspond à aucun état connu. Cette valeur est d'autant plus surprenante qu'elle se situe significativement au dessus du seuil d'émission de deux neutrons du ^{17}B ($S_{2n} = 1.33 \pm 0.17$ MeV).
- $C(^{20}\text{N}, ^{17}\text{B}+n)$, le spectre présente un signal fort à une énergie d'environ 1 MeV. Ce signal pourrait correspondre au peuplement d'états non liés du ^{18}B décroissant

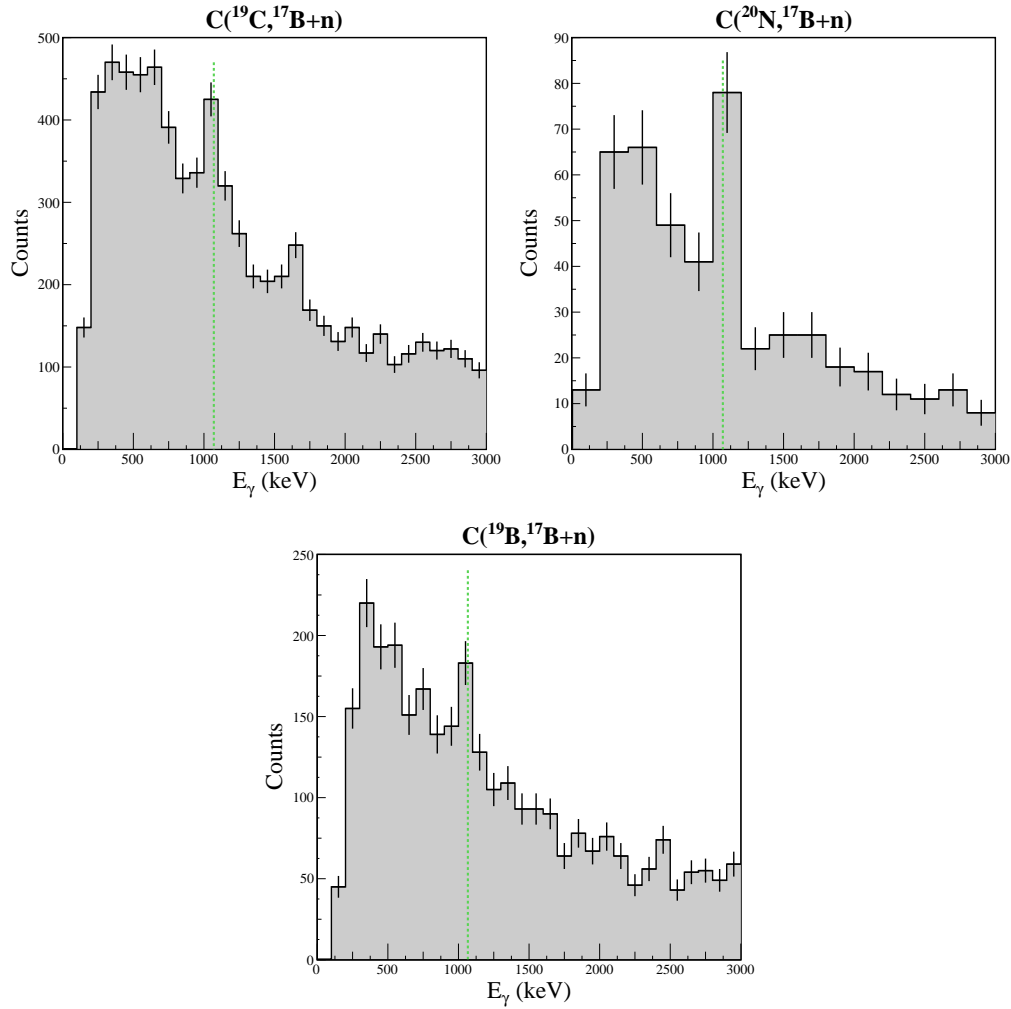


FIGURE 4.3.3: Spectres en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence avec le système non lié $^{17}\text{B}+n$ pour les différentes réactions de knock-out utilisées. L'énergie des rayonnements est reconstruite en prenant en compte l'effet Doppler et en utilisant un algorithme d'add-back. Le seul état lié connu du ^{17}B décroît par l'émission d'un gamma d'énergie $E_\gamma = 1.07\text{ MeV}$ [42]. La ligne verticale en pointillés verts, présente sur chacun des spectres, indique l'énergie de ce rayonnement.

vers l'état excité du ^{17}B .

- $\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+n)$, le spectre présente un faible signal correspondant à l'énergie de l'état excité du ^{17}B . Compte tenu de la faiblesse du signal il est difficile de savoir si celui-ci provient d'un état non lié du ^{18}B décroissant vers l'état excité du ^{17}B .

4.4 Résultats pour le ^{21}C

Cette section présente les résultats obtenus pour le système non lié ^{21}C . Ce système est produit à partir de trois mécanismes de réaction différents : le *knock-out* d'un neutron (à partir du ^{22}C), *knock-out* d'un proton (à partir du ^{22}N), ainsi que *knock-out* de deux protons (à partir du ^{23}O). Le nombre de coïncidences entre le faisceau, le fragment et le neutron est détaillé dans le tableau 4.6 pour les différentes réactions.

Réglage faisceau	Réaction	Nombre d'évènements ion \rightarrow fragment	Nombre d'évènements ion \rightarrow fragment + neutron
^{22}C	$\text{C}(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+\text{n})$	1.2×10^4	3.5×10^3
$^{23}\text{O}/^{22}\text{N}$	$\text{C}(^{23}\text{O}, ^{20}\text{C}+\text{n})$	1.7×10^3	7.0×10^2
	$\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+\text{n})$	8.8×10^4	4.0×10^4

Tableau 4.6: Nombre de coïncidences mesurées pour les différentes réactions. *ion \rightarrow fragment* désigne la détection en coïncidence des noyaux incidents et des fragments dans SAMURAI. *ion \rightarrow fragment + neutron* désigne les coïncidences triples, faisceau, fragment et neutron.

4.4.1 Sections efficaces inclusives

A partir des coïncidences du tableau 4.6 nous pouvons calculer les sections efficaces des différentes réactions de *knock-out*. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.7.

Réglage faisceau	Réaction	$\sigma_{-x(n/p)}$ sans perte de flux (mb)	$\sigma_{-x(n/p)}$ (mb)
^{22}C	$\text{C}(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C})$	211 ± 6	232 ± 8
$^{23}\text{O} / ^{22}\text{N}$	$\text{C}(^{23}\text{O}, ^{20}\text{C})$	-	-
	$\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C})$	6.1 ± 0.2	9.2 ± 0.4

Tableau 4.7: Sections efficaces inclusives obtenues pour les réactions peuplant le ^{21}C . La troisième colonne présente les calculs obtenus sans prise en compte de réactions secondaires. Au contraire, la quatrième colonne présente les résultats obtenus après prise en compte des réactions secondaires dans la cible. Les incertitudes présentées prennent en compte l'incertitude statistique ainsi que l'incertitude sur le nombre de noyaux dans la cible.

Nous retrouvons le phénomène que nous avons aperçu pour le ^{18}B : la section efficace de *knock-out* d'un proton est significativement plus faible que celle de *knock-out* d'un neutron (voir 4.4.1). En ce qui concerne la réaction $\text{C}(^{23}\text{O}, ^{20}\text{C})$ la mesure de la section efficace inclusive n'a pas pu être réalisée par manque de statistique. En effet, le faisceau secondaire utilisé était très intense et a nécessité l'utilisation d'un *downscale* important (200) sur le déclenchement du faisceau (voir section 2.4.1). Cela entraîne une forte diminution de la statistique disponible afin de calculer les sections efficaces inclusives. La section efficace du *knock-out* de deux protons étant particulièrement faible (comme nous avons pu le voir avec le ^{18}B) nous n'avons pas pu disposer d'assez d'évènements pour la déterminer dans le cas du ^{21}C .

La section efficace de la réaction $\text{C}(^{22}\text{C},^{20}\text{C})$ a été déterminée lors d'une expérience précédente [36]. Cette expérience a été réalisée avec une énergie très proche de la nôtre ($\sim 240 \text{ MeV}/\text{nucléon}$), nous pouvons donc directement comparer les sections efficaces. Le résultat ($266 \pm 19 \text{ mb}$) est compatible avec notre mesure.

4.4.2 Distributions en impulsion

Dans le cas de la réaction de *knock-out* d'un neutron à partir du ^{22}C , les distributions en impulsion permettent de déduire le moment angulaire des neutrons du halo. Ces dernières sont représentées en figure 4.4.1.

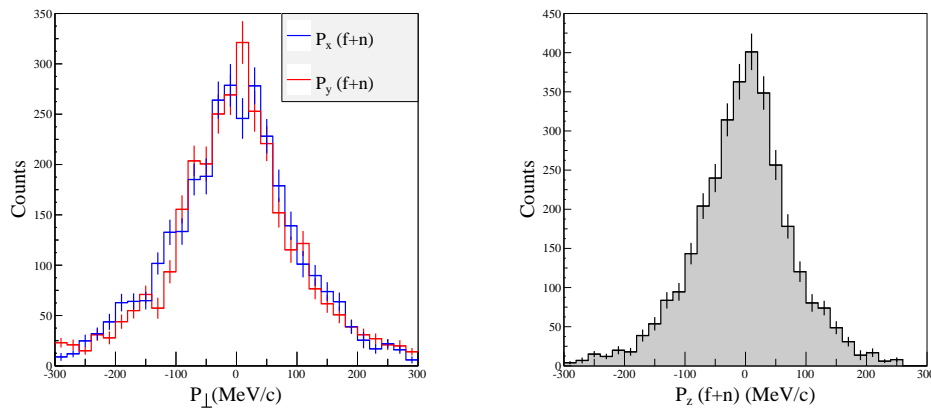


FIGURE 4.4.1: Distributions en impulsion du système non lié ($^{20}\text{C}+n$). La figure de gauche présente la comparaison entre les deux composantes de l'impulsion transverse : P_x (en bleu) et P_y (en rouge). La figure de droite présente la distribution en impulsion parallèle. Les distributions sont toutes présentées après soustraction de la contribution provenant de la cible vide.

Comme pour le ^{16}B et le ^{18}B , les distributions sont symétriques et centrées sur la valeur $0 \text{ MeV}/c$. La largeur à mi-hauteur de ces distributions apparaît être du même ordre de grandeur que celles observées pour les deux autres systèmes non liés. L'analyse des distributions en impulsion du ^{21}C est discutée dans le chapitre 5.

4.4.3 Corrélations entre fragment et neutron

Les distributions en énergie de décroissance des réactions peuplant le ^{21}C sont présentées en figure 4.4.2. Les observations que l'on peut faire pour les différentes réactions sont détaillées ci dessous :

- $\text{C}(^{22}\text{N},^{20}\text{C}+n)$, la distribution présente une large structure centrée autour de 1 MeV . Cette structure ne peut être décrite par la distribution non corrélée maximisée et indique la présence d'au moins un état résonant.
- $\text{C}(^{23}\text{O},^{20}\text{C}+n)$, l'énergie de décroissance présente une structure centrée autour de 1.1 MeV . La distribution non corrélée maximisée ne permet pas de reproduire cette forme. La forme et la position de cette structure apparaissent semblables à celles

observées pour la réaction $C(^{22}N, ^{20}C+n)$ et pourraient indiquer le peuplement du (ou des) même(s) état(s) résonant(s).

- $C(^{22}C, ^{20}C+n)$, le spectre présente une large structure entre 0.25 MeV et 2 MeV. Au dessus de cette structure, s'élève un pic plus étroit aux alentours de 1.5 MeV. Au delà de 2 MeV, le spectre s'affaisse fortement et est entièrement décrit par la distribution non corrélée maximisée. Il semblerait donc que la réaction peuple au moins deux états résonants.

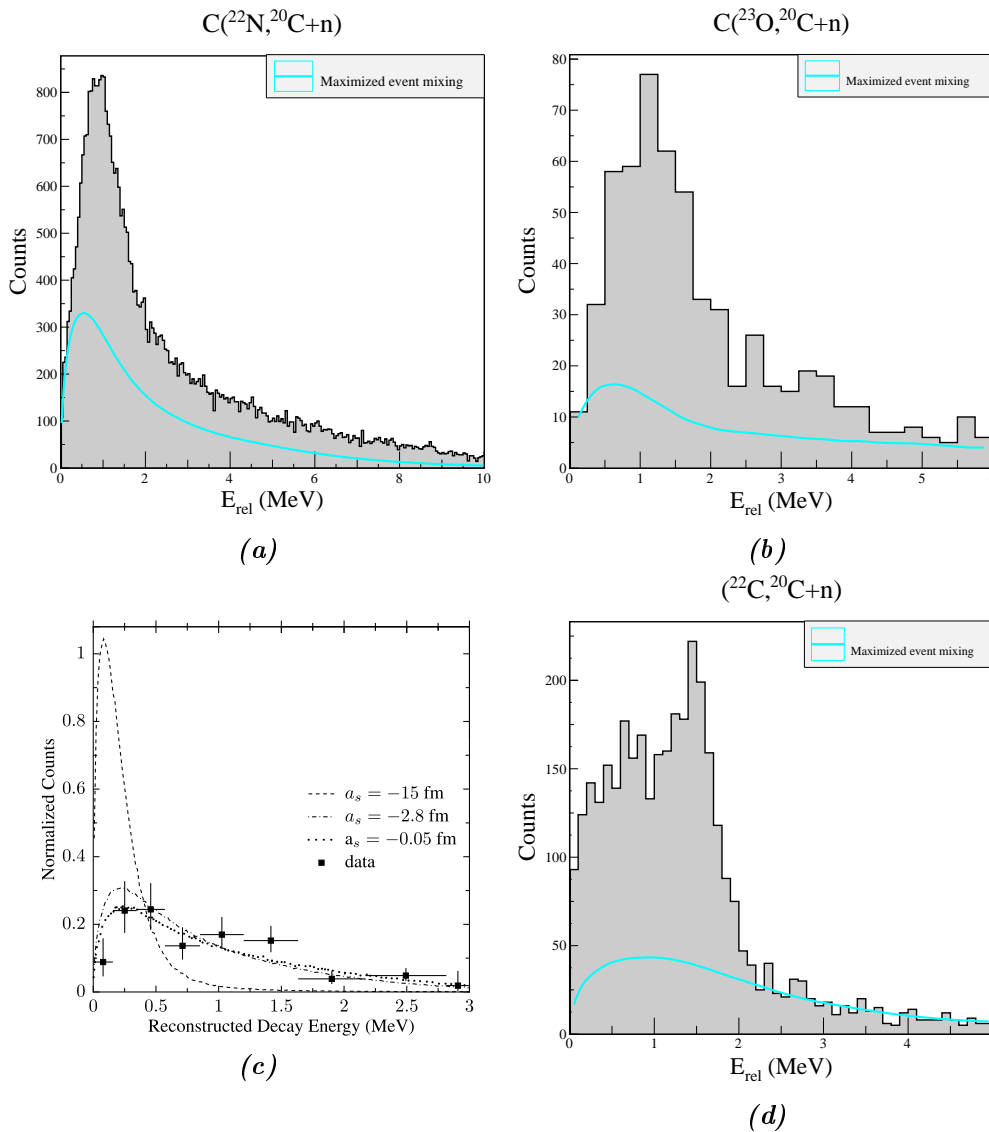


FIGURE 4.4.2: Les figures (a), (b) et (d) représentent les distributions en énergie relative pour les différentes réactions utilisées. La ligne bleue turquoise continue tracée sur chacune de ces figures représente la distribution non corrélée maximisée. La figure (c) est la distribution en énergie relative de la référence [43] pour la réaction $Be(^{22}N, ^{20}C+n)$.

4.4.4 Rayonnements gamma émis en coïncidence

Les spectres en énergie, des rayonnements gamma détectés en coïncidence avec un fragment et un neutron, sont présentés en figure 4.4.3 pour les différentes réactions peuplant le ^{21}C . Le ^{20}C possède un seul état lié connu et celui-ci décroît vers le niveau fondamental de l'isotope via un rayonnement gamma d'énergie de 1.62 MeV [59].

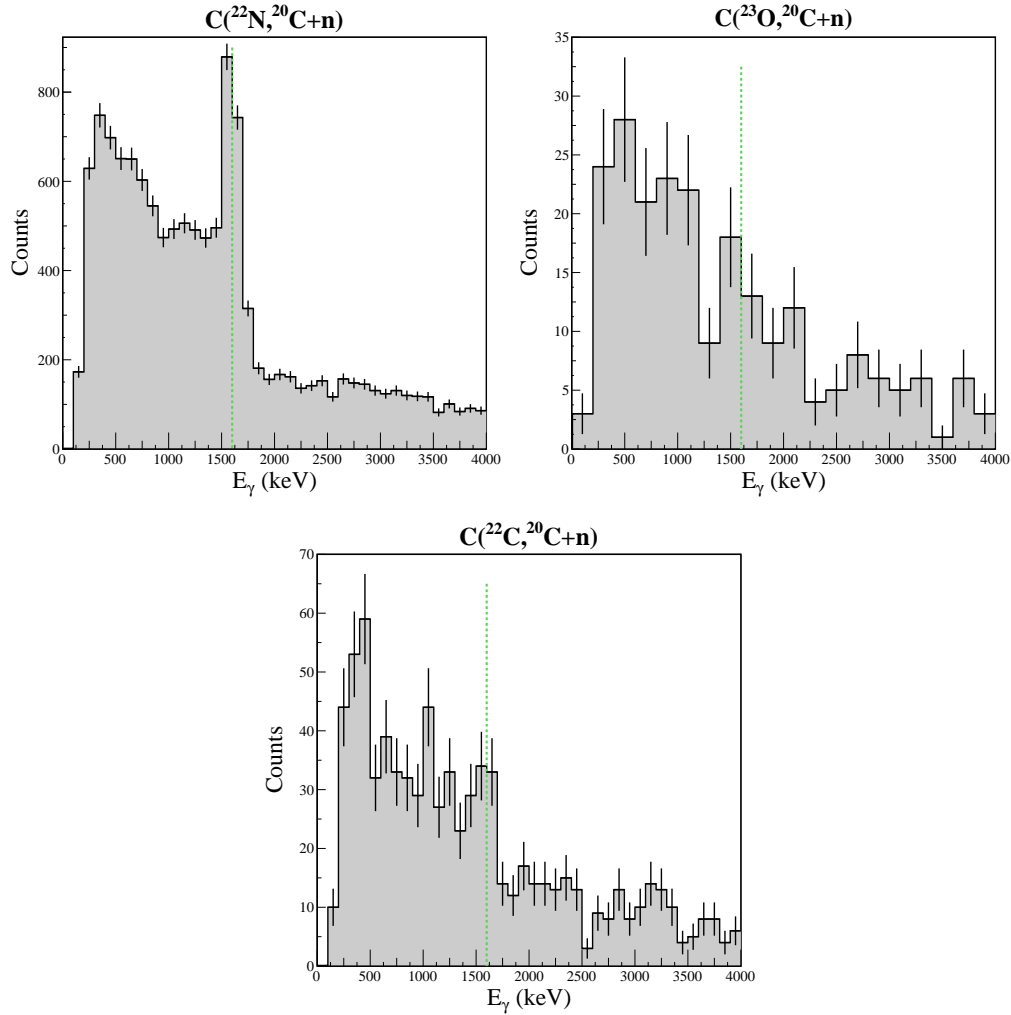


FIGURE 4.4.3: Spectres en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence avec le système non lié $^{20}\text{C}+n$ pour les différentes réactions de knock-out utilisées. L'énergie des rayonnements est reconstruite en prenant en compte l'effet Doppler et en utilisant un algorithme d'add-back. Le seul état lié connu du ^{20}C décroît par l'émission d'un gamma d'énergie $E_\gamma = 1.62$ MeV [59]. La ligne verticale en pointillés verts, présente sur chacun des spectres, indique l'énergie de ce rayonnement.

Ces spectres nous permettent d'observer les comportements suivants pour les différentes réactions :

- $\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$, le spectre montre un pic dont la position correspond à l'énergie de l'état excité du ^{20}C . Le pic est particulièrement intense et s'élève significativement au dessus du fond du spectre. La réaction peuple vraisemblablement des états non liés qui décroissent vers l'état excité du ^{20}C .

- $C(^{23}\text{O}, ^{20}\text{C}+n)$, à cause de la faible statistique le spectre est difficile à interpréter. Une structure apparaît à l'énergie attendue du rayonnement mais il est impossible d'affirmer la présence, ou l'absence, d'un signal sans faire appel à une analyse plus poussée.
- $C(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+n)$, une statistique limitée complique aussi l'interprétation du spectre. Ce dernier présente une accumulation de coups aux alentours de 1.6 MeV mais compte tenu de l'incertitude statistique il est hasardeux de conclure sur l'origine du signal.

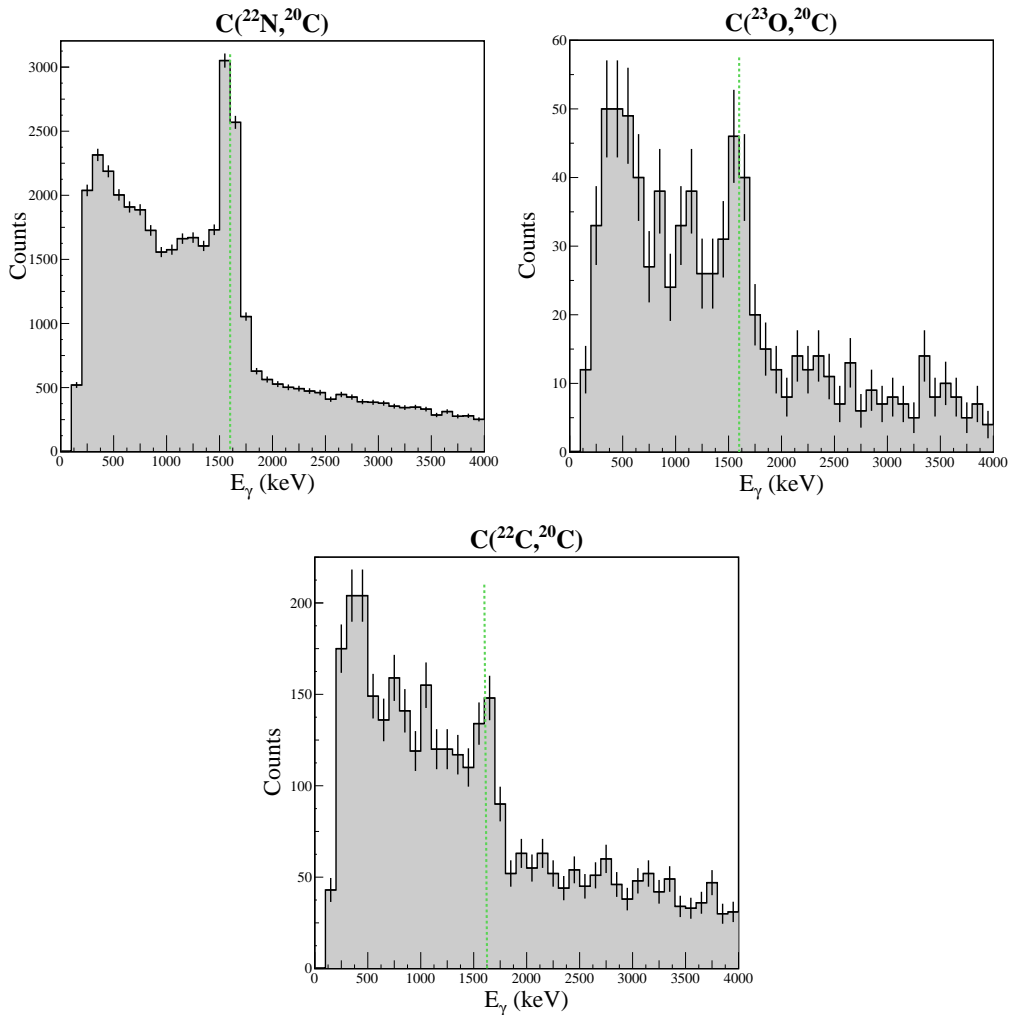


FIGURE 4.4.4: Spectres en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence avec le fragment ^{20}C pour les différentes réactions utilisées. L'énergie des rayonnements est reconstruite en prenant en compte l'effet Doppler et en utilisant un algorithme d'add-back. Le seul état lié connu du ^{20}C décroît par l'émission d'un gamma d'énergie $E_\gamma = 1.62\text{ MeV}$ [59]. La ligne verticale en pointillés verts, présente sur chacun des spectres, indique l'énergie de ce rayonnement.

Hormis pour le cas de la réaction de *knock-out* d'un proton, il apparaît compliqué de tirer des conclusions des spectres en énergie des rayonnements gamma. La faible statistique nous empêche de conclure pour les cas du *knock-out* de deux protons et d'un neutron. Afin de guider notre analyse il est possible de regarder les distributions inclusives

en énergie des rayonnements gamma. Ces distributions inclusives ne faisant pas appel à la détection d'un neutron, elles disposent d'une statistique plus élevée. Cependant, ces coïncidences peuvent contenir plusieurs mécanismes de réaction et il est dangereux d'en tirer une interprétation quantitative. Les distributions obtenues pour ces réactions sont présentées en figure 4.4.4.

Profitant d'une statistique plus importante nous pouvons désormais faire les observations suivantes :

- $\text{C}(^{23}\text{O}, ^{20}\text{C}+\text{n})$, le signal auparavant peu visible apparaît cette fois plus significatif. Son énergie, située aux alentours de 1.6 MeV correspond à l'état excité du ^{20}C . Ainsi, le signal très faible observé dans la figure 4.4.3 pourrait correspondre à l'émission de rayonnements gamma par le ^{20}C . L'intensité d'un tel signal reste pour autant très limitée.
- $\text{C}(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+\text{n})$, le signal s'avère dans ce cas encore plus significatif que ce qui avait été observé dans la figure 4.4.3. La position du pic confirme que ce signal correspond à la décroissance du premier état excité du ^{20}C .

Il apparaît donc que l'ensemble des réactions présentent des rayonnements gamma provenant de l'état excité du ^{20}C . Dans le cas $\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+\text{n})$ le signal est suffisamment intense pour que l'on puisse affirmer que la réaction peuple des états non liés du ^{21}C qui décroissent vers le premier état excité du ^{20}C . Dans les deux autres cas, la faible statistique complique particulièrement l'analyse. L'analyse des spectres inclusifs en énergie gamma semble néanmoins suggérer la présence d'un signal gamma dans les données dont l'intensité est plus faible que celle observée dans la réaction de *knock-out* d'un proton.

Synthèse des résultats

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats concernant l'étude des systèmes non liés ^{16}B , ^{18}B , et ^{21}C . Les différentes comparaisons que nous avons pu effectuer avec des résultats antérieurs se sont révélées positives et nous ont permis de valider les procédures d'analyse utilisées.

A ce titre, nous avons sondé les états non liés du ^{16}B à partir de la réaction $\text{C}(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+\text{n})$. Le spectre en énergie de décroissance a montré :

- un état résonant très étroit situé près du seuil.
- un état résonant situé aux alentours de 1 MeV.

En ce qui concerne les réactions peuplant le ^{18}B plusieurs états sont observés :

- $\text{C}(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+\text{n})$, un état virtuel près du seuil.
- $\text{C}(^{20}\text{N}, ^{17}\text{B}+\text{n})$, une large structure aux alentours de 1.5 MeV.
- $\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+\text{n})$, deux structures distinctes. La première est un état virtuel situé près du seuil et la seconde semble correspondre à un état résonant situé aux alentours de 0.75 MeV.

Les distributions en énergie relative du ^{21}C montrent aussi la présence de plusieurs états :

- $\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+\text{n})$, une large structure centrée aux alentours de 1 MeV.
- $\text{C}(^{23}\text{O}, ^{20}\text{C}+\text{n})$, une large structure centrée aux alentours de 1 MeV.
- $\text{C}(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+\text{n})$, deux structures sont visibles. La première s'apparente à une structure large qui s'étend de 0.5 à 1 MeV. La seconde est un pic étroit situé aux environs de 1.5 MeV.

L'ensemble des réactions montre la présence (plus ou moins significative) de coïncidences avec des rayonnements gamma dont l'énergie correspond à un état excité du fragment.

Le chapitre 5 est consacré à la compréhension et à l'interprétation de ces résultats à partir des différentes observables que nous avons présentées.

Chapitre 5

Interprétation

Ce chapitre est consacré à l'interprétation de l'ensemble des résultats. La première section traite de la description théorique utilisée dans la simulation pour décrire les états non liés (voir 3.3.2). La seconde section porte sur l'interprétation des résultats du ^{16}B . Finalement, l'interprétation des résultats obtenus pour le ^{18}B et le ^{21}C est détaillée dans les deux dernières sections.

5.1 Description théorique des états non liés

Dans cette section nous présentons la description théorique des états non liés que nous avons utilisée. En particulier, nous nous intéressons à la modélisation de la section efficace différentielle de réaction afin de pouvoir interpréter les spectres en énergie de décroissance.

5.1.1 Principe

La modélisation utilisée pour décrire les états non liés est fondée sur différentes hypothèses portant sur la structure du projectile ainsi que sur l'état non lié formé. Le mécanisme de réaction joue lui aussi un rôle important pour transformer le système de l'état initial à l'état final.

D'une manière générale les états non liés sont modélisés comme des états de diffusion d'un neutron sur un noyau. Ces états sont décrits par la théorie quantique standard de la diffusion d'une particule par un potentiel stationnaire. Dans notre cas, cela revient à regarder l'effet subi par un neutron libre à l'approche du potentiel nucléaire du noyau. Dans ce cadre, la fonction d'onde du neutron s'exprime, en fonction du temps, dans un système de coordonnées sphériques de la façon suivante :

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{-Et/\hbar} \quad (5.1.1)$$

où E représente l'énergie des états stationnaires, \hbar la constante de Planck réduite et $\psi(\vec{r})$ la solution de l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\left(-\frac{\hbar}{2\mu}\Delta + V(\vec{r})\right)\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (5.1.2)$$

où μ est la masse réduite du système et $V(\vec{r})$ le potentiel nucléaire du cœur. Comme nous nous intéressons aux états non liés du système nous ne recherchons que les valeurs positives de E .

Afin de résoudre le problème décrit précédemment, il est possible de s'aider du comportement asymptotique des fonctions d'onde. Pour cela nous allons faire l'hypothèse que le potentiel est central et donc à symétrie sphérique. Pour un tel potentiel, il est possible de décomposer la fonction d'onde, solution de l'équation de Schrödinger en ondes partielles. Pour celles-ci, nous pouvons séparer une partie radiale et une partie angulaire. Ces dernières peuvent alors être écrites de la façon suivante (voir [24]) :

$$\begin{aligned} \psi(\vec{r})_{l,m} &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} \frac{y_l(r)}{r} Y_l^m(\theta, \phi) \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} R_l(r) Y_l^m(\theta, \phi) \end{aligned} \quad (5.1.3)$$

où $R_l(r)$ représente la partie radiale de la fonction d'onde, et $Y_l^m(\theta, \phi)$ ¹ représente la partie angulaire. Les fonctions d'onde $\psi(\vec{r})_{l,m}$ sont des vecteurs propres communs aux opérateurs H (hamiltonien général), L (moment cinétique) et L_z (projection du moment cinétique suivant l'axe z). Les fonctions $y_l(r)$ sont elles solutions de l'équation :

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r} + V(r)\right)y_l(r) &= \frac{2\mu E}{\hbar}y_l(r) \\ &= k^2 y_l(r) \end{aligned} \quad (5.1.4)$$

Il est possible de construire une solution asymptotique approximée pour une telle équation en se plaçant à grande distance du centre diffuseur (en l'occurrence notre cœur). Cette solution prend alors la forme suivante [3] :

$$y_l(r) \underset{r \rightarrow +\infty}{\sim} \sin\left(kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_l\right) \quad (5.1.5)$$

où δ_l est le déphasage de l'onde. Cette quantité représente l'interaction ayant lieu entre le neutron et le cœur et s'annule dans le cas où le potentiel est nul. A partir de ce résultat il est possible d'écrire la section efficace différentielle, en fonction de l'énergie relative pour une onde de moment angulaire l de la façon suivante [3] :

$$\frac{d\sigma_l}{dE_{rel}} = \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (5.1.6)$$

1. appelé *harmoniques sphériques*

On peut remarquer à partir de ce calcul asymptotique que la section efficace différentielle est maximale lorsque le déphasage δ_l vaut $\frac{\pi}{2}$. Ce résultat est néanmoins relativement grossier car celui-ci ne prend en compte que la forme asymptotique des fonctions d'onde. Le raisonnement reste cependant très pédagogique et permet de faire apparaître simplement la relation entre la section efficace et le déphasage. Par la suite, nous allons nous efforcer de déterminer ce déphasage pour les résonances et les états virtuels.

5.1.2 Modélisation des états virtuels

Dans le cas des états virtuels $\ell = 0$, la section efficace différentielle de réaction s'écrit :

$$\frac{d\sigma_0}{dE_{rel}} = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0 \quad (5.1.7)$$

Afin de caractériser de tels états, il est commode de définir une grandeur appelée *longueur de diffusion*, qui permet d'exprimer l'attractivité du potentiel, de la façon suivante :

$$a_s = - \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\delta_0}{k} \quad (5.1.8)$$

La longueur de diffusion peut être calculée en résolvant l'équation radiale pour une énergie et un moment angulaire nuls :

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + V(r) \right) y_0(r) = 0 \quad (5.1.9)$$

Cette grandeur caractérise l'attractivité du potentiel ressenti par le neutron :

- si $a_s > 0$ alors l'état est lié et le potentiel est fortement attractif.
- si $a_s < 0$ l'état est non lié (le potentiel est faiblement attractif).
- si $a_s = 0$ il n'y a pas d'interaction entre le neutron et le cœur.

Il est possible d'exprimer la relation entre le déphasage et la longueur de diffusion par l'intermédiaire de la formule de Bethe (voir [67]), basée sur la théorie de la portée effective :

$$k \cotan \delta_0 = -\frac{1}{a_s} + \frac{1}{2} R k^2 + \mathcal{O}(k^4) \quad (5.1.10)$$

où R est le rayon effectif de l'interaction. Il est donc possible de réécrire la section efficace différentielle 5.1.7, à partir de l'expression 5.1.10 et des relations trigonométriques. À très basse énergie ($k \ll 1$), il est possible de simplifier l'expression de δ_0 en négligeant les termes d'ordres supérieurs au premier. L'expression de la section efficace différentielle devient alors :

$$\lim_{k \rightarrow 0} \delta_0 \rightarrow -a_s k \quad \implies \frac{d\sigma_0}{dE_{rel}} \sim 4\pi a_s^2 \quad (5.1.11)$$

Comme nous avons pu le faire remarquer précédemment ce calcul est basé sur une approximation asymptotique des fonctions d'onde. Bertsch et collaborateurs ont développé une approche plus réaliste dans le cas spécifique où le projectile est faiblement lié. Contrairement au raisonnement que nous avons développé, Bertsch et collaborateurs prennent en compte l'état initial pour former l'état virtuel final. Cela se fait au travers de différentes considérations :

- concernant la fonction d'onde du projectile, en utilisant une forme prenant en compte les spécificités des noyaux à halo.
- concernant le modèle de réaction en utilisant le modèle eikonal [68].
- concernant la fonction d'onde du système final, en utilisant un potentiel coeur-neutron adapté aux noyaux faiblement liés.

Ce travail amena Bertsch et collaborateurs à proposer la paramétrisation de la section efficace différentielle suivante :

$$\frac{d\sigma_0}{dE_{rel}} \sim k \left(\frac{1}{\alpha^2 + k^2} \right)^2 \left[\cos(ka_s) - \frac{\alpha}{k} \sin(ka_s) \right]^2 \quad (5.1.12)$$

où α est un paramètre prenant en compte la forme et la profondeur du potentiel du coeur. Dans le cas particulier où le projectile est un noyau à halo, il est possible d'utiliser une approximation de cette grandeur en fonction de l'énergie de séparation du dernier neutron E_B :

$$\alpha \sim \sqrt{2mE_B} \quad (5.1.13)$$

Dans notre travail nous avons utilisé cette paramétrisation. Afin de pouvoir observer les effets de cette description, les résultats obtenus pour un projectile de ^{19}C ($E_B = 575 \text{ keV}$) sont présentés pour plusieurs longueurs de diffusion dans la figure 5.1.1.

Cette figure permet tout d'abord de tirer des informations générales sur le comportement des états virtuels. Nous retrouvons les propriétés mentionnées dans le chapitre 1 : la section efficace des états virtuels est maximale près du seuil d'émission neutron puis décroît lentement. Il apparait que plus la valeur absolue de la longueur de diffusion est grande plus la section efficace de réaction diminue rapidement après le maximum.

5.1.3 Modélisation des résonances

Contrairement aux états virtuels, la forme des résonances est peu sensible à l'effet des fonctions d'onde initiales et finales. Nous avons donc choisi d'utiliser le formalisme de la matrice R ([70]) pour décrire les résonances à partir de fonctions analytiques.

Nous considérons une résonance, d'énergie E_r et de largeur Γ_0 , provenant d'une seule contribution de moment angulaire l . Cette dernière est maximale pour un déphasage de $\frac{\pi}{2}$, et la section efficace différentielle peut être reconstruite à partir d'un développement de δ_l autour de ce maximum ([1]) :

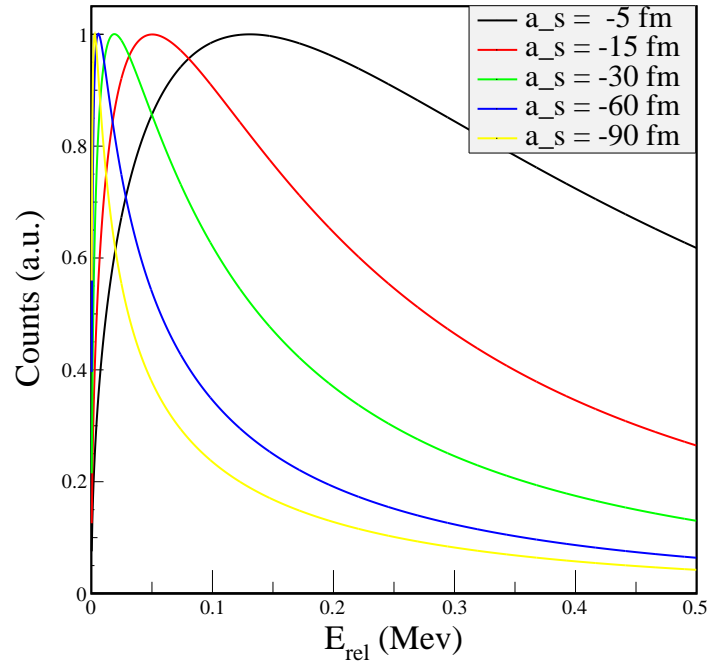


FIGURE 5.1.1: Distributions théoriques des états virtuels du ^{18}B obtenues à partir d'un projectile de ^{19}C . Les distributions sont obtenues pour différentes valeurs de longueur de diffusion a_s en utilisant la paramétrisation de Bertsch (voir [69].)

$$\begin{aligned}
\cotan \delta_l(E) &= \cotan \delta_l(E_r) \\
&+ (E - E_r) \left(\frac{\partial \cotan \delta_l(E)}{\partial E} \right)_{E=E_r} \\
&+ (E - E_r)^2 \left(\frac{\partial^2 \cotan \delta_l(E)}{\partial E^2} \right)_{E=E_r} \\
&+ \dots
\end{aligned} \tag{5.1.14}$$

avec :

$$\left(\frac{\partial \cotan \delta_l(E)}{\partial E} \right)_{E=E_r} = - \left(\frac{\partial \delta_l(E)}{\partial E} \right)_{E=E_r} \tag{5.1.15}$$

Afin de pouvoir extraire le déphasage de l'onde de cette formule on définit la largeur de la résonance comme :

$$\Gamma = 2 \left(\frac{\partial \cotan \delta_l(E)}{\partial E} \right)_{E=E_r}^{-1} \tag{5.1.16}$$

il est possible de montrer que le terme de second ordre disparaît, ce qui permet d'écrire le déphasage comme :

$$\delta_l = -\arctan\left(\frac{\Gamma_l}{E - E_r}\right) \quad (5.1.17)$$

Il est alors possible d'exprimer la section efficace de réaction de la manière suivante [1] :

$$\frac{d\sigma_l}{dE} = \sigma_0 \frac{\Gamma_l(E)}{(E - (E_r + \Delta_l(E)))^2 + (\Gamma_l(E)/2)^2} \quad (5.1.18)$$

où σ_0 est une constante de normalisation, $\Gamma_l(E)$ un paramètre contrôlant la largeur de la fonction, et $\Delta_l(E)$ un terme de déphasage. Afin de pouvoir obtenir une forme analytique de cette paramétrisation nous pouvons utiliser les définitions de $\Gamma_l(E)$, $\Delta_l(E)$:

$$\Delta_l(E) = (S_l(E) - B_l) \frac{\Gamma_l(E_r)}{2P_l(E_r)} \quad (5.1.19)$$

$$\Gamma_l(E) = \Gamma_l(E_r) \frac{P_l(E)}{P_l(E_r)} \quad (5.1.20)$$

où $P_l(E)$ est le facteur de pénétrabilité, $S_l(E)$ un déphasage et B_l un paramètre prenant en compte les conditions aux limites. La valeur donnée à ce dernier est généralement : $B_l = S_l(E_r)$. Les termes $P_l(E)$ et $S_l(E)$ peuvent être calculés à partir des fonctions de Bessel. La paramétrisation de ces fonctions est donnée, pour trois valeurs du moment angulaire, dans le tableau 5.1.

l	P_l	S_l
0	kR	0
1	$(kR)^3/(1 + (kR)^2)$	$-1/(1 + (kR)^2)$
2	$(kR)^5/(9 + 3(kR)^2 + (kR)^4)$	$-(3kR + 18)/(9 + 3(kR)^2 + (kR)^4)$

Tableau 5.1: Formes analytiques des fonctions de pénétrabilité et de déphasage pour trois valeurs du moment angulaire (0, 1, 2).

Dans ces formules, R correspond au rayon de l'interaction et k est la norme du vecteur d'onde du système (voir équation 5.1.9). Le rayon de l'interaction peut être estimé de la façon suivante :

$$R = R_0(A^{1/3} + 1^{1/3}) \quad (5.1.21)$$

où A est le nombre de nucléons du cœur et R_0 est le rayon effectif d'un nucléon et vaut 1.4 fm.

Les résultats obtenus pour différentes résonances avec une telle modélisation sont présentés en figure 5.1.2.

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 1, les résonances sont caractérisées par une forte section efficace autour de la valeur de l'énergie de résonance. La section efficace se révèle au contraire quasiment nulle, loin de cette valeur. Nous pouvons constater que la forme générale de la distribution est relativement peu affectée par le moment

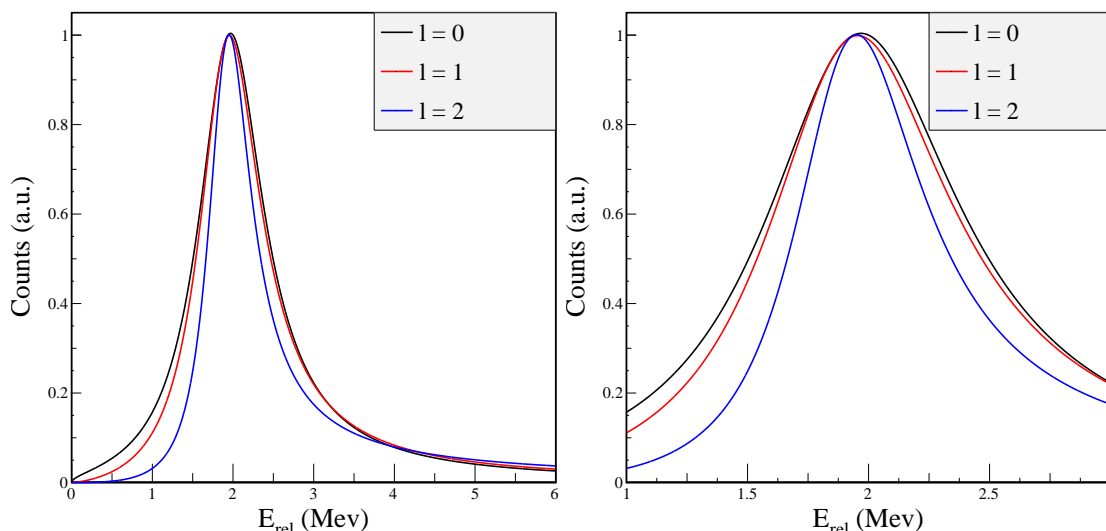


FIGURE 5.1.2: Distributions théoriques des résonances obtenues avec la paramétrisation provenant de la matrice R . Les résonances sont calculées pour le ^{21}C , avec différents moments angulaires (0, 1, 2), et en supposant $E_r = 2$ MeV et $\Gamma = 1$ MeV.

angulaire relatif entre le cœur et le neutron. Cependant il apparaît que le maximum de la résonance, parfaitement centré sur la valeur de résonance pour $\ell = 0$, se décale très légèrement à basse énergie lorsque la valeur de l augmente. De plus la largeur apparente de la distribution semble devenir de plus en plus étroite lorsque ℓ croit.

Nous rappelons qu'une résonance $\ell = 0$ n'a pas de sens du point de vue du modèle à particules indépendantes, le neutron n'étant confiné par aucune barrière centrifuge (voir 1.1.4). Ainsi tout spectre pouvant être ajusté par une résonance $\ell = 0$ indiquera la présence d'un mélange de configurations dans le système non lié, c'est-à-dire que le potentiel n'est pas simple et sphérique.

5.2 Sélectivité des réactions

Nous avons déjà mentionné que les différents systèmes non liés étaient peuplés à partir de différentes réactions, nous abordons dans cette section l'influence de ces réactions sur la nature des états peuplés. Nous considérons par la suite uniquement les réactions de *knock-out*, que ce soit d'un neutron, d'un proton, ou encore de deux protons. Pour ce dernier cas, nous considérons que les nucléons sont arrachés au noyau en une seule étape (voir [71]).

L'énergie moyenne des ions du faisceau incident est de l'ordre de 250 MeV/*nucléon*, rendant ainsi le temps pendant lequel la réaction aura lieu particulièrement court. La vitesse des nucléons dans le noyau est négligeable par rapport à celle du faisceau. Pour de telles réactions nous pouvons appliquer l'approximation soudaine. Dans le cadre de cette approximation les nucléons sont arrachés au noyau de manière soudaine sans transfert

de moment aux autres nucléons du système.

Pour le *knock-out* de protons nous pouvons considérer l'état initial du système comme un neutron lié à un cœur auquel nous arrachons un ou deux protons. Dans le cadre de l'approximation soudaine la configuration neutron reste inchangée au cours de la réaction, les états sondés dans l'état final sont donc ceux dont la configuration neutron est similaire à celle du projectile [71].

Toutes les réactions de *knock-out* d'un neutron présentées dans cette étude sont effectuées à partir d'un projectile borroméen. Le système initial peut alors être vu comme un cœur auquel deux neutrons sont faiblement liés, ces derniers résidant dans une même orbitale. En appliquant l'approximation soudaine, nous supposons que la fonction d'onde du système non lié peut s'exprimer comme la fonction d'onde du cœur couplé à un neutron dont la configuration est identique à celle qu'il occupait dans le projectile.

Il apparait donc avec une telle analyse que la nature des états sondés par les différentes réactions dépend de la configuration neutron du projectile utilisé. De fait, en utilisant différentes configurations initiales nous pouvons sonder les états non liés de notre système de manière *sélective*.

Une telle sélectivité a déjà été observée à travers différents résultats expérimentaux. Nous pouvons notamment mentionner à titre d'exemple les études portant sur les états non liés du ^{10}Li :

- grâce à une réaction de *knock-out* d'un proton à partir du ^{11}Be [38]. La configuration neutron du ^{11}Be est fortement dominée par l'orbitale $2s_{1/2}$. L'état sondé expérimentalement dans ^{10}Li fut un état virtuel s .
- grâce à une réaction de *knock-out* d'un neutron à partir du ^{11}Li [72]. La configuration neutron du ^{11}Li est construite sur les orbitales $2s_{1/2}$ et $1p_{1/2}$ de contributions relatives égales. Les résultats ont mis en évidence deux états dans le ^{10}Li qui furent respectivement interprétés comme un état virtuel et un état résonant $\ell = 1$.

Par la suite nous nous appuyerons donc sur la sélectivité propre à chaque réaction afin de pouvoir interpréter les états sondés expérimentalement.

5.3 Interprétation du ^{16}B

Dans cette section nous présentons l'interprétation des résultats obtenus sur le ^{16}B à partir de la réaction de *knock-out* d'un neutron : $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. Nous nous attacherons particulièrement à vérifier les résultats de la simulation du dispositif en utilisant l'état fondamental du noyau.

Le ^{17}B a fait l'objet de plusieurs expériences : à travers une analyse de la section efficace de réaction [28, 73], puis une analyse de la distribution en impulsion du fragment formé par une réaction de cassure du ^{17}B [64]. Grâce à ces expériences, Suzuki et collaborateurs ont mis en évidence la nature borroméenne du système et la structure de l'état fondamental est désormais relativement bien connue. Les deux études précédentes

montrent que la configuration neutron du système dans son état fondamental est un mélange de $(1d_{5/2})^2$ et $(2s_{1/2})^2$.

Il est utile de rappeler que lors des études précédentes (voir [40] et [41]) seul un état a été observé dans le ^{16}B , à travers la réaction $(^{17}\text{C}, ^{15}\text{B}+n)$ ([40, 41]). Cette observation n'est pas en contradiction avec nos résultats car la configuration neutron du ^{17}C est fortement dominée par $(1d_{5/2})^3$ et n'est donc pas identique à celle du ^{17}B . L'état obtenu par les études précédentes avait été caractérisé par une résonance $\ell = 2$ et les propriétés suivantes : $E_r = 85 \pm 15$ keV, $\Gamma < 100$ keV [40] et $E_r = 60 \pm 20$ keV, $\Gamma < 100$ keV [41].

Afin d'interpréter les résultats obtenus, la référence [40] s'est appuyée sur les prédictions de calculs théoriques basés sur le modèle en couches (voir tableau 5.2). L'utilisation d'un calcul prenant en compte la structure du projectile et l'état final a permis de prédire les facteurs spectroscopiques associés à chaque état. S'appuyant sur ces calculs, l'état observé près du seuil d'émission neutron fut interprété comme étant l'état fondamental 0^- du ^{16}B , ce dernier décroissant par l'émission d'un neutron de moment angulaire $\ell = 2$ (voir figure 5.3.1). Le cœur de ^{15}B est peuplé dans son état fondamental.

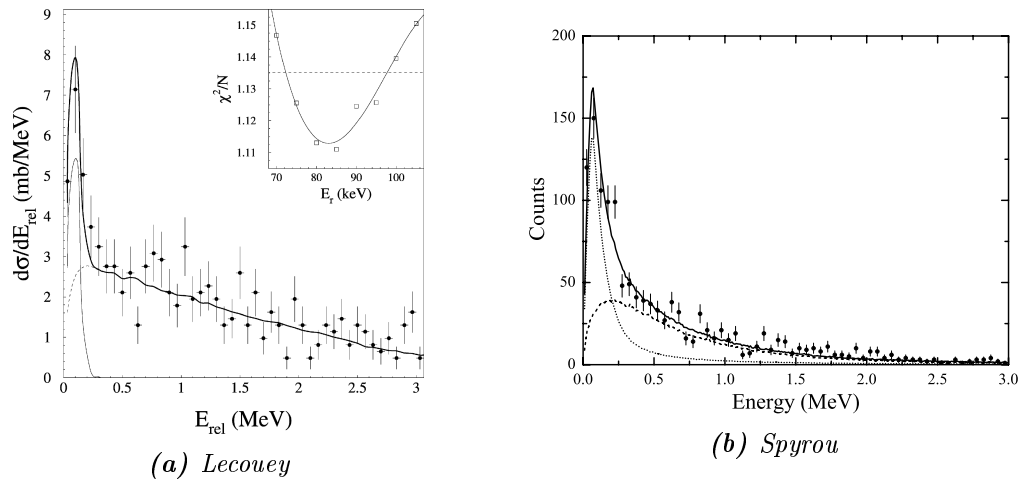


FIGURE 5.3.1: Spectres expérimentaux d'énergie de décroissance du ^{16}B des références [40] et [41]. La réaction fut réalisée sur une cible de carbone dans le premier cas et sur une cible de béryllium dans le second.

5.3.1 Impulsion du système non lié

Afin de guider l'interprétation des structures observées dans le spectre de décroissance il est possible de s'appuyer sur les distributions en impulsion (notamment parallèle). La réaction de *knock-out* d'un neutron nous permet de sonder la nature des neutrons de valence du halo du ^{17}B , la largeur des distributions en impulsion reflétant le moment angulaire du neutron arraché lors de la réaction.

Les distributions en impulsion nous permettent aussi de guider le choix du moment angulaire des résonances que nous allons utiliser pour ajuster le spectre d'énergie relative. Dans le chapitre précédent nous avons montré que figuraient sur le spectre deux structures visibles que nous allons tâcher d'interpréter. La figure 5.3.2 représente les distributions

J^π	E_x (MeV)
0^-	0.0
3^-	0.649
2^-	0.943
4^-	1.389
2^-	1.748
1^-	1.988
1^-	2.504
3^-	2.736

Tableau 5.2: Liste des états du ^{16}B produits par un calcul de type modèle en couches utilisant l'interaction WBP [40]. La position relative des états est donnée à partir de l'énergie d'excitation du système (dont la référence est l'état fondamental).

en impulsion parallèle observées après avoir sélectionné les événements correspondant à la première ou à la seconde de ces structures.

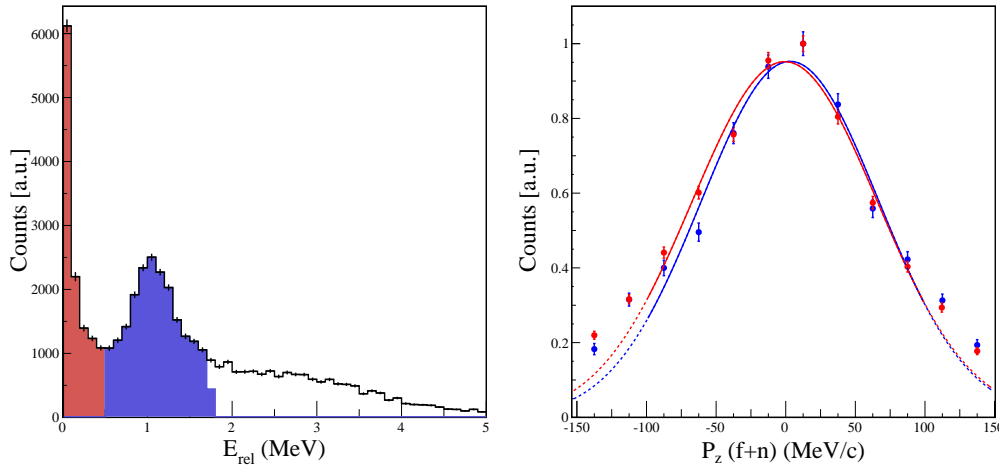


FIGURE 5.3.2: Distributions en impulsion parallèle du système non lié ($^{15}\text{B}+n$) observées en coïncidence avec les structures présentes dans le spectre d'énergie relative du ^{16}B . La figure de gauche représente le spectre d'énergie de décroissance ainsi que les sélections faites sur ce dernier correspondant à la première structure apparente (en rouge), ou à la seconde (en bleu). La figure de droite présente les distributions en impulsion parallèle pour les événements correspondant à la première structure (en rouge) ou à la seconde (en bleu). La largeur des distributions est estimée à partir d'un ajustement gaussien réalisé sur la partie centrale des deux distributions.

Afin d'estimer la largeur des deux distributions nous avons effectué un ajustement gaussien sur la partie centrale des deux distributions. Les largeurs à mi-hauteur obtenues sont respectivement de $FWHM = 156 \pm 3 \text{ MeV}/c$ pour les événements de la structure près du seuil et $FWHM = 150 \pm 4 \text{ MeV}/c$ pour les événements de la seconde structure. Les deux résultats étant compatibles nous pouvons donc supposer que le moment angulaire du neutron arraché est identique dans les deux cas.

5.3.2 Description de la distribution en énergie relative

Dans notre cas l'analyse par masse invariante fait clairement apparaître deux structures dans le spectre en énergie de décroissance (voir figure 5.3.3) :

- La première structure présente dans le spectre apparaît comme similaire à celle observée lors des expériences précédentes. Nous avons donc fait le choix de reproduire cette partie du spectre avec une résonance $\ell = 2$.
- La seconde structure est centrée aux alentours de 1 MeV d'énergie relative. Guidés par l'analyse en impulsion, nous avons fait le choix d'ajuster cette structure avec une résonance $\ell = 2$.

Les résultats de l'ajustement réalisé sur le spectre expérimental en utilisant ces deux résonances sont présentés en figure 5.3.3.

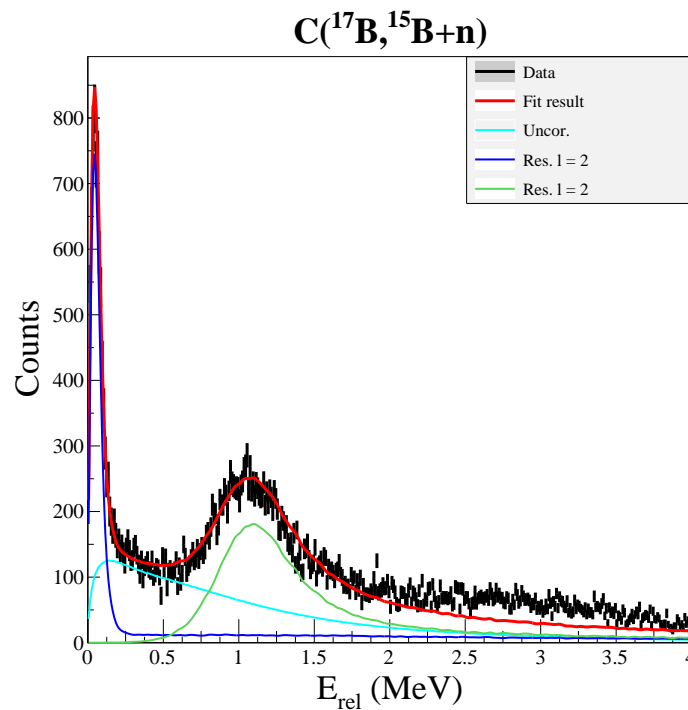


FIGURE 5.3.3: Ajustement (représenté par une ligne rouge) du spectre de décroissance du ^{16}B . L'histogramme en noir correspond aux données expérimentales. L'ajustement est réalisé avec deux résonances $\ell = 2$ dont les contributions sont représentées par la ligne bleu foncé et la ligne verte. Enfin la contribution non corrélée est représentée avec une ligne bleu turquoise.

L'ajustement réalisé permet de reproduire le spectre expérimental jusqu'à 2 MeV d'énergie de décroissance. Il apparaît qu'au delà de cette valeur l'ajustement sous-estime la distribution expérimentale laissant supposer la présence d'états résonants que nous n'avons pas pris en compte. De tels états pourraient correspondre à un ou plusieurs des états situés au delà de 2 MeV d'énergie de décroissance et prédits par le calcul précédent.

En ce qui concerne la caractérisation des états utilisés, la minimisation du χ^2 de la première résonance converge pour une énergie de résonance de $E_r = 0.039 \pm 0.014$ MeV

et une largeur nulle. En ce qui concerne la largeur de la résonance, celle-ci est largement dominée par la résolution expérimentale pour une telle énergie de décroissance (voir figure 3.3.5). Dans notre cas nous ne pouvons que donner une limite supérieure de 0.05 MeV. Ces résultats sont en accord avec les études précédentes.

En ce qui concerne la seconde structure, les caractéristiques de la résonance sont $E_r = 1.1 \pm 0.2 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 1.6 \pm 1.3 \text{ MeV}$. Ce résultat pourrait correspondre à l'état 2^- prédit à 0.94 MeV (voir le tableau 5.2).

5.3.3 Décroissance vers le $^{15}\text{B}^*$

Contrairement aux études précédentes nous possédons un détecteur de rayon gamma qui nous permet de détecter la possible excitation du ^{15}B . A ce titre, nous avons vu que la distribution des rayonnements gamma détectés en coïncidence avec le fragment ^{15}B et un neutron, présente un signal correspondant aux états excités du cœur (voir figure 5.3.4). Dans la suite nous discutons de la possibilité que les états non liés observés décroissent vers un état excité du ^{15}B .

Dans le chapitre 1 nous avons mentionné que le calcul de masse invariante que nous effectuons dans ce travail ne prenait pas en compte la possibilité d'une excitation du cœur. Ainsi, si un état non lié décroît vers un état excité du fragment, l'énergie de décroissance du système non lié n'est pas reconstruite correctement. Cette dernière se trouve décalée d'une valeur correspondant à l'énergie du rayonnement gamma émis par le fragment.

Prenons à titre d'exemple le fragment ^{15}B : ce dernier possède deux états excités qui décroissent par émission de rayonnement gamma de 1.3 et 1.4 MeV. Si, par exemple, un état résonant du ^{16}B d'énergie $E_r = 2.5 \text{ MeV}$ décroît vers le second état excité du ^{15}B , la distribution énergie relative que nous reconstruirons présentera une structure dont le centre se situera aux alentours de 1.1 MeV. Dans ce cas, seule l'observation des spectres en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence permet de déduire que l'état non lié du ^{16}B décroît vers un état excité du ^{15}B .

La résonance étroite près du seuil est issue, selon les études précédentes, de la décroissance de l'état fondamental 0^- du ^{16}B . Cette décroissance se fait vers l'état fondamental $3/2^-$ du ^{15}B , et donc, aucun signal gamma n'est attendu en corrélation avec l'observation de cet état. En ce qui concerne la structure observée aux alentours de 1 MeV d'énergie de décroissance nous avons émis l'hypothèse que celle-ci puisse correspondre à l'état 2^- prédit par les calculs théoriques. Si cette hypothèse s'avère valide alors aucun rayonnement gamma n'est attendu en coïncidence avec l'observation de cet état. En effet, l'énergie de décroissance du système est alors insuffisante pour décroître vers un état excité du ^{15}B ($E_r \sim 1 \text{ MeV} \leq 1.4 \text{ MeV}$).

Afin de vérifier cette analyse, nous avons observé l'intensité du signal gamma du ^{15}B en conditionnant les évènements expérimentaux pour que ces derniers correspondent à l'une des structures observées. Le résultat est présenté en figure 5.3.4.

L'observation de la figure permet de distinguer différents cas, suivant la sélection

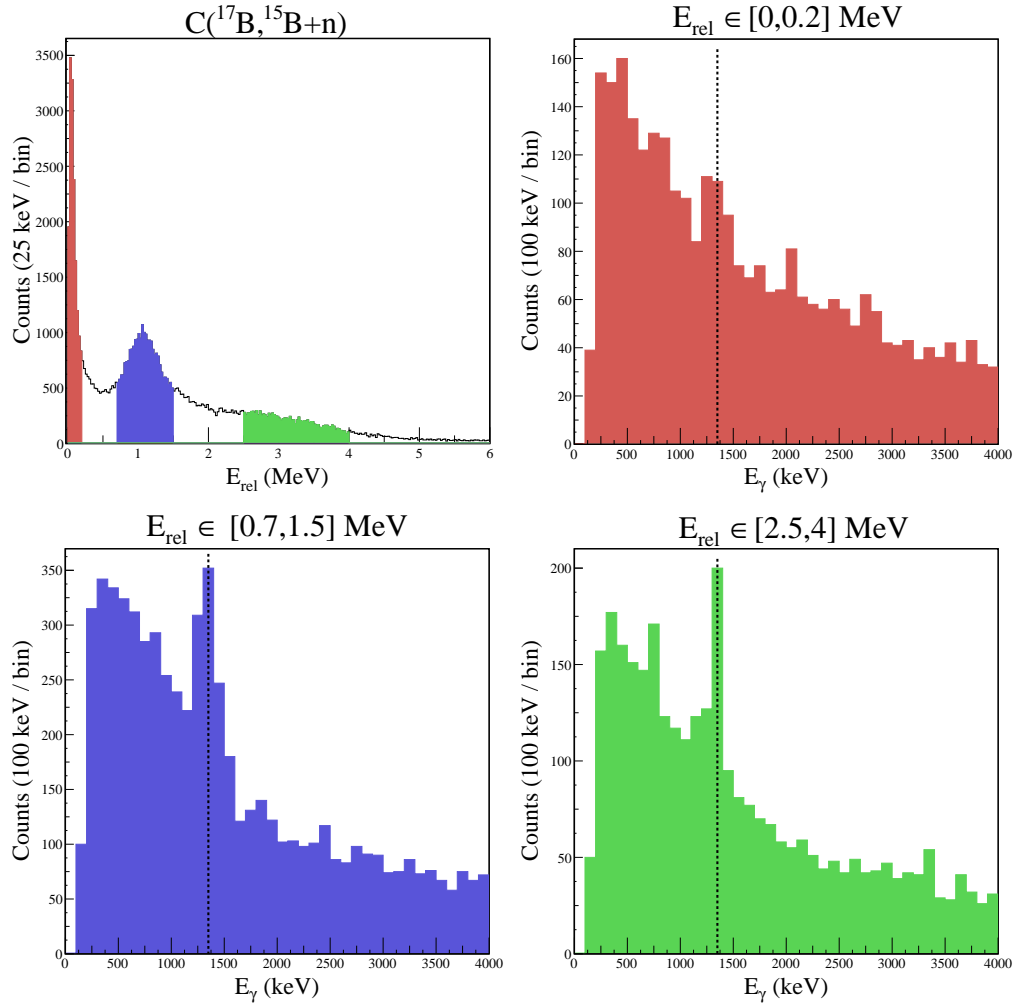


FIGURE 5.3.4: Évolution du spectre en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence pour la réaction $C(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+n)$. Le spectre est représenté pour différentes tranches en énergie relative du système ^{16}B . Les couleurs utilisées pour représenter les tranches sur le spectre d'énergie de décroissance sont utilisées pour représenter les spectres en énergie gamma correspondant. La ligne verticale en pointillés noirs, présente sur chacun des spectres gamma, indique l'énergie des gamma connus du ^{15}B .

en énergie relative. Ces derniers sont discutés ci-dessous par ordre croissant en énergie relative :

- $E_{rel} < 0.2 \text{ MeV}$: le signal gamma correspondant aux états excités du ^{15}B apparaît faiblement. Une telle observation est en accord avec l'interprétation de cet état comme étant l'état fondamental du ^{16}B .
- $E_{rel} \in [0.7 \text{ MeV}; 1.5 \text{ MeV}]$: le signal gamma correspondant aux états excités du ^{15}B apparaît plus significatif que dans le cas précédent. Cette observation suggère que la structure correspond à une décroissance vers un état excité du ^{15}B . Cependant compte tenu du nombre d'événements gamma ($N \sim 400$) et de l'efficacité associée ($\epsilon_\gamma \sim 20\%$) il est peu vraisemblable que l'intégralité de la structure soit due à une telle décroissance ($N \sim 10^4$). Ainsi la structure observée est très probablement la

superposition d'au moins deux résonances : une première résonance dominante qui décroît vers l'état fondamental du ^{15}B , et une seconde d'énergie $E_{rel} \sim 2.5\text{ MeV}$ dont la contribution est plus faible qui décroît vers l'un des états excités du ^{15}B .

- $E_{rel} \in [2.5\text{ MeV}; 4\text{ MeV}]$: le signal gamma correspondant aux états excités du ^{15}B apparait, là encore, significatif. En effectuant un raisonnement similaire à ce qui a été fait pour la tranche $E_{rel} \in [0.7\text{ MeV}; 1.5\text{ MeV}]$ il apparait probable que la structure ne provient pas d'une unique résonance mais de la superposition de plusieurs dont certaines décroissent vers l'état excité du ^{15}B .

5.3.4 Conclusions sur ^{16}B

Cette section résume le travail effectué sur l'isotope non lié ^{16}B . Les résultats et interprétations sont mis en relief par rapport aux publications précédentes.

Dans le chapitre précédent nous avons mentionné la présence de trois structures dans le spectre d'énergie de décroissance du ^{16}B . Les conclusions et interprétations associées à chaque structure sont détaillées ci-dessous par ordre croissant en énergie.

- La structure observée près du seuil d'émission neutron a été reproduite par une résonance $\ell = 2$. La minimisation de l'ajustement donne les valeurs suivantes : $E_r = 0.039 \pm 0.014\text{ MeV}$, $\Gamma < 0.05\text{ MeV}$. Ces valeurs sont compatibles avec la résonance similaire observée dans les études précédentes. L'analyse en coïncidence du spectre gamma révèle que cette résonance ne décroît pas vers un état excité du ^{15}B . Ces différentes informations soutiennent l'interprétation de cette résonance comme étant l'état fondamental 0^- du ^{16}B .
- La seconde structure observée se situe aux alentours de 1 MeV. Une analyse de la distribution en impulsion révèle que le moment angulaire du neutron est similaire à celui de l'état fondamental 0^- . Cette information nous a amené à ajuster cette partie du spectre expérimental avec une résonance $\ell = 2$. L'ajustement est minimisé pour les valeurs $E_r = 1.1 \pm 0.2\text{ MeV}$ et $\Gamma = 1.6 \pm 1.3\text{ MeV}$. Ces valeurs sont compatibles avec l'état excité 2^- du ^{16}B mentionné dans le tableau 5.2.

L'analyse en coïncidence du spectre gamma révèle la présence de décroissance vers les états excités du ^{15}B . Compte tenu de l'intensité du signal, ces rayonnements proviennent probablement d'une résonance située aux alentours de 2.5 MeV qui décroît vers un des états excités du ^{15}B .

- L'ajustement de la distribution en énergie de décroissance avec les deux résonances précédentes sous-estime les données au delà de 2 MeV. Cela marque la présence d'un, voire de plusieurs états résonants. L'observation de spectre gamma en coïncidence semble indiquer qu'une partie des états décroissent vers les états excités du ^{15}B . Faute de plus d'informations sur la nature et le nombre d'états présents, nous n'avons pas ajusté cette partie du spectre.

5.4 Interprétation du ^{18}B

Dans cette section nous allons essayer de proposer une interprétation aux structures observées dans les spectres d'énergie de décroissance reconstruits à travers les différentes réactions de *knock-out* réalisées. Une première interprétation peut être réalisée à partir de la figure 5.4.1 qui représente les différentes voies de réaction sur une même figure.

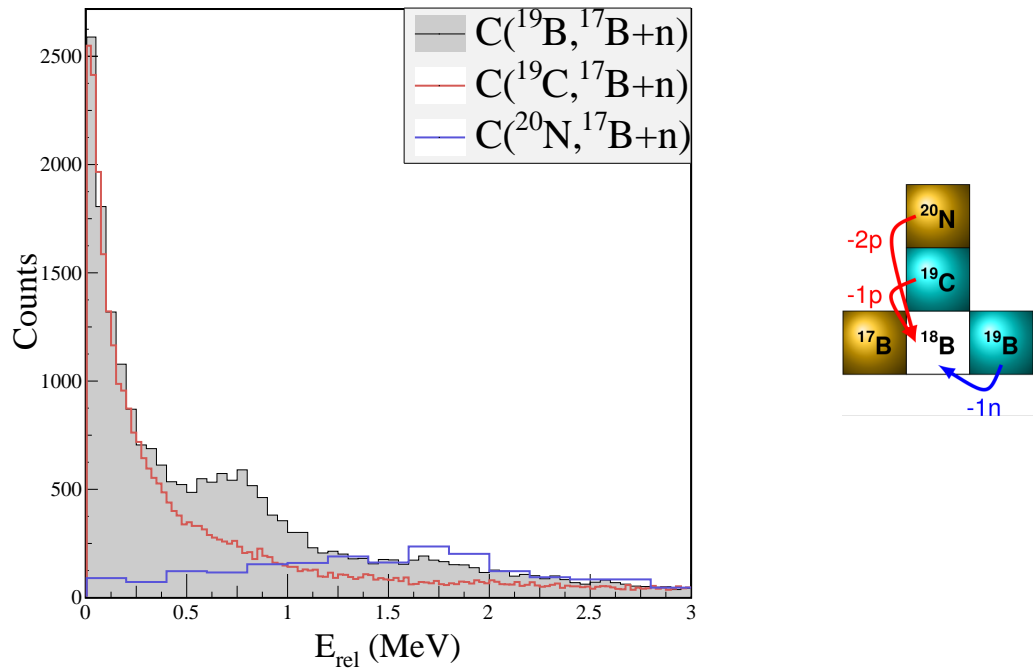


FIGURE 5.4.1: Comparaison des spectres en énergie de décroissance du ^{18}B peuplé à partir de différentes réactions de *knock-out*. Les différentes distributions ont été normalisées arbitrairement afin de réaliser la comparaison.

La réaction $\text{C}(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+\text{n})$ ne semble montrer qu'une seule structure qui s'élève juste après le seuil d'émission neutron. Une distribution à la forme identique est présente pour la réaction $\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+\text{n})$ qui laisse apparaître, en plus, une seconde structure aux alentours de 0.75 MeV. Nous avons aussi mentionné pour cette réaction le fait qu'une partie du spectre entre 1 et 2 MeV n'était pas parfaitement décrite par la distribution non corrélée et pouvait contenir des états résonants. Finalement, en ce qui concerne la réaction $\text{C}(^{20}\text{N}, ^{17}\text{B}+\text{n})$, celle-ci présente une structure située aux alentours de 1.5 MeV laissant supposer le peuplement d'au moins un état résonant. Cette structure semble correspondre en énergie à celle observée pour la réaction $\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+\text{n})$.

D'un point de vue théorique le ^{18}B est relativement mal connu, la référence [41] présente des calculs de type modèle en couches en utilisant l'interaction WBP (voir 5.3). Nous nous appuyerons sur ces calculs afin de proposer une interprétation de nos résultats.

J^π	E_x (MeV)
2^-	0.0
4^-	0.498
2^-	0.739
3^-	0.973
1^-	1.137
1^-	1.912

Tableau 5.3: Liste des états produits par calculs de type modèle en couches utilisant l'interaction WBP[41]. La position relative des états est donnée à partir de l'énergie d'excitation du système (dont la référence est l'état fondamental).

5.4.1 Réaction de *knock-out* d'un proton

Comme nous l'avons vu précédemment les états peuplés dans le ^{18}B dépendent fortement de la structure du projectile. Différentes études expérimentales [74, 75, 76] ont permis de déterminer la structure du ^{19}C . Son état fondamental est déterminé comme $1/2^+$, celui-ci étant dominé par une configuration neutron $\nu(1d_{5/2})^4(2s_{1/2})^1$. Nous nous attendons donc à peupler principalement les états du ^{18}B ayant une configuration neutron similaire. A partir de cette hypothèse, et en prenant en compte le couplage avec les protons de valence $\pi(1p_{3/2})^3$, le spin parité des états peuplés serait $J^\pi = 1^-$ et $J^\pi = 2^-$.

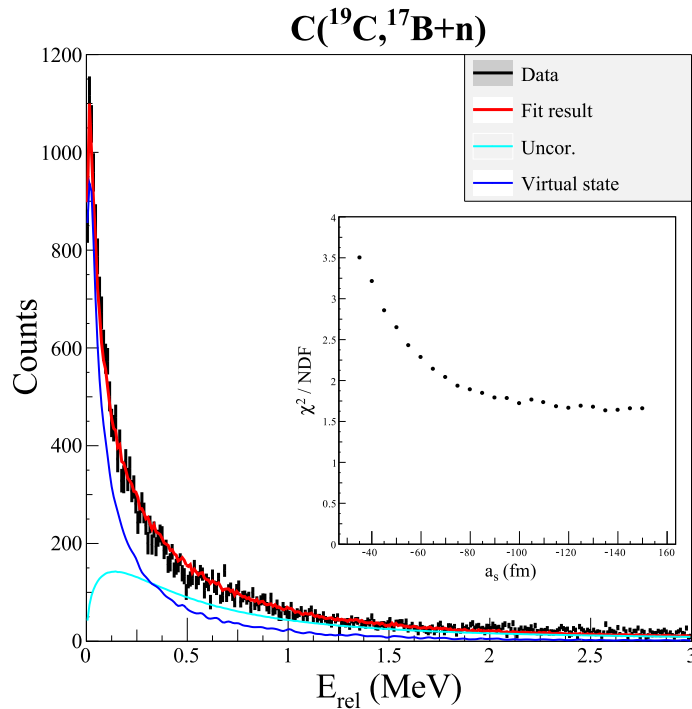


FIGURE 5.4.2: Distribution en énergie de décroissance du ^{18}B pour la réaction $C(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+n)$. Les données expérimentales ont été ajustées avec un état virtuel représenté par un trait continu bleu foncé et une distribution non corrélée représentée par un trait continu bleu turquoise. Le résultat de l'ajustement est représenté par un trait rouge continu.

D'un point de vue expérimental cette réaction a été réalisée précédemment (voir référence [41]) et a conduit à l'observation d'un état près du seuil, interprété comme étant un état s virtuel. Nous avons montré que notre spectre présentait un comportement similaire et ne semblait pas mettre en évidence d'autres structures. Nous avons donc choisi d'ajuster le spectre avec un état virtuel en le paramétrant avec la formule de Bertsch. Le résultat de cet ajustement est présenté en figure 5.4.2.

L'ajustement de l'état virtuel permet de reproduire les données expérimentales fidèlement, et ce, sur l'intégralité du spectre. Cela confirme l'analyse proposée dans la référence [41] selon laquelle la réaction peuple principalement l'état fondamental, prédit 2^- , du ^{18}B . Dans notre cas, le χ^2 de l'ajustement est minimal pour une longueur de diffusion de -140 fm. L'observation de l'évolution du χ^2 en fonction de la longueur de diffusion (voir figure 5.4.2) montre que nous ne pouvons cependant que donner une valeur maximale de -50 fm à cette dernière. Ces résultats s'avèrent être en parfait accord avec ceux de la référence précédemment citée.

Afin d'apporter un argument supplémentaire à la discussion nous avons observé le spectre en énergie des rayonnements gamma émis en coïncidence. Nous avons déjà mentionné (voir section 4.3.4) la présence de deux signaux dans ce spectre : un premier correspondant à l'état excité du ^{17}B , un second dont la nature n'est pas avérée (son énergie $E_\gamma > 1.5$ MeV est supérieure à l'énergie de liaison $S_{2n} = 1.33 \pm 0.17$ MeV du ^{17}B).

Si la structure observée près du seuil d'émission neutron correspond bien à l'état fondamental du ^{18}B , le système ne peut décroître vers un état excité du ^{17}B .

Afin de vérifier si l'hypothèse émise sur la nature de la structure sondée est valide nous avons observé l'évolution des signaux gamma en sélectionnant les événements suivant leur énergie de décroissance. Les résultats de cette analyse sont présentés en figure 5.4.3.

Les signaux gamma précédemment observés n'apparaissent pas en coïncidence avec la structure près du seuil d'émission neutron. Une telle observation confirme son interprétation comme étant l'état fondamental du noyau. En ce qui concerne la sélection à plus haute énergie de décroissance, ils apparaissent au contraire beaucoup plus notables. A ce stade, il est difficile de conclure sur l'origine de ces derniers mais nous pensons qu'ils proviennent d'un état de haute énergie du ^{18}B . Cette interprétation peut sembler contradictoire avec le fait que l'ajustement réalisé avec un état virtuel puisse reproduire entièrement le spectre en énergie relative. Cependant, le peuplement de cet état de haute énergie est probablement négligeable en comparaison avec celui de l'état fondamental. Sous cette hypothèse, celui-ci n'affecterait donc que très peu la forme du spectre d'énergie relative.

5.4.2 Réaction de *knock-out* d'un neutron

La réaction de *knock-out* d'un neutron du ^{19}B nous permet de sonder les neutrons du halo du ^{19}B . Nous avons mentionné précédemment (voir section 1.2.2) que les isotones

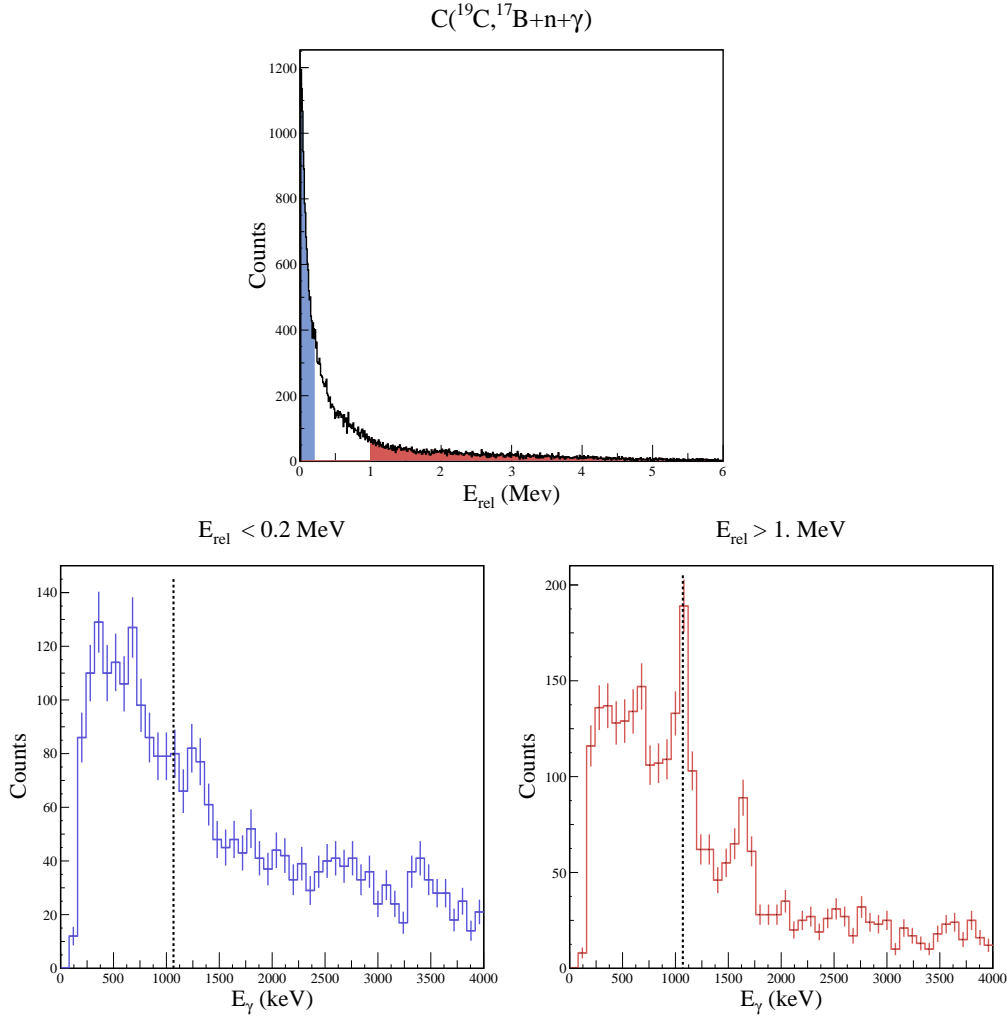


FIGURE 5.4.3: Comparaison des distributions en énergie gamma en fonction de l'énergie de décroissance du système ^{18}B . Différentes sélections sont réalisées sur les évènements et représentées en couleur sur le spectre en énergie de décroissance. Les distributions en énergie gamma correspondant aux sélections sont représentées en conservant la même couleur. La ligne verticale en pointillés noirs, présente sur chacun des spectres gamma, indique l'énergie du gamma connu du ^{17}B .

$N = 14$ montraient une évolution de la configuration neutron entre les isotopes ^{22}O et ^{20}C . Si cette tendance se confirme, la configuration neutron du ^{19}B devrait montrer une compétition entre les orbitales s et d . A ce titre, l'état fondamental du noyau pourrait être un mélange des configurations $\pi(1p_{3/2})^3 \otimes \nu(1d_{5/2})^4 (2s_{1/2})^2$ et $\pi(1p_{3/2})^3 \otimes \nu(1d_{5/2})^6$. Les résultats expérimentaux obtenus à ce jour ([28, 29]) penchent plutôt en faveur d'un état fondamental dominé par la configuration $\pi(1p_{3/2})^3 \otimes \nu(1d_{5/2})^6$.

5.4.2.1 Impulsion du système non lié

L'observation de la distribution en impulsion du système non lié ($^{17}\text{B} + n$) présente deux intérêts : guider notre interprétation des structures observées dans le spectre d'énergie de décroissance du ^{18}B et récolter des informations sur la configuration neutron de

l'état fondamental du noyau borroméen ^{19}B .

De manière similaire à ce que nous avons fait pour la réaction $\text{C}(^{17}\text{B}, ^{16}\text{B}+n)$ nous avons observé l'évolution des distributions en impulsion du système ($^{17}\text{B} + n$) en fonction des structures visibles dans le spectre d'énergie de décroissance du ^{18}B . Le résultat de cette analyse est présenté en figure 5.4.4.

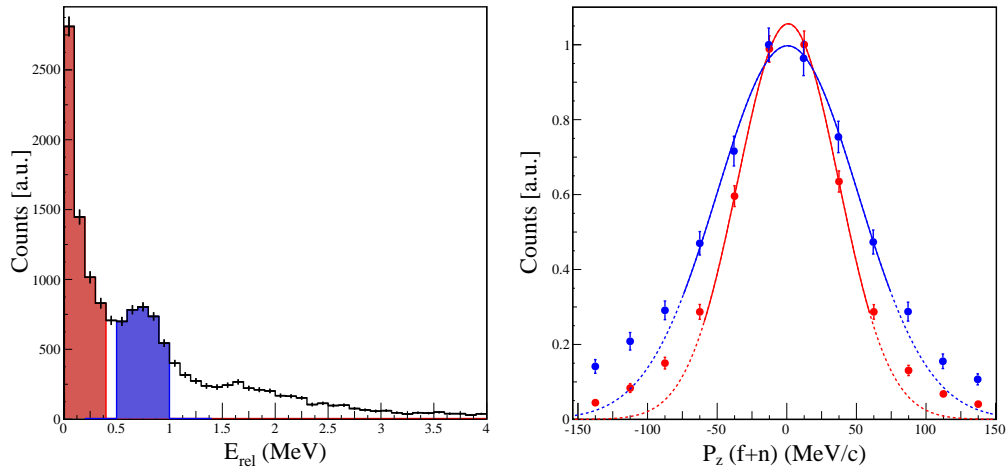


FIGURE 5.4.4: Distributions en impulsion parallèle du système non lié ($^{17}\text{B}+n$) observées en coïncidence avec les structures présentes dans le spectre d'énergie relative du ^{18}B . La figure de gauche représente le spectre d'énergie de décroissance ainsi que les sélections faites sur ce dernier correspondant à la première structure apparente (en rouge), ou à la seconde (en bleu). La figure de droite présente les distributions en impulsion parallèle pour les événements correspondant à la première structure (en rouge) ou à la seconde (en bleu). Un ajustement gaussien est effectué sur ces distributions afin d'en estimer la largeur.

Il ressort de cette analyse que les distributions en impulsion, correspondant aux deux structures observées dans le spectre de décroissance, présentent des largeurs significativement différentes : les largeurs à mi-hauteur apparentes étant $FWHM = 85 \pm 4 \text{ MeV}/c$ pour la première sélection contre $FWHM = 119 \pm 5 \text{ MeV}/c$ pour la seconde.

Une telle information porte à croire que pour ces deux structures, le moment angulaire du neutron associé est différent. Cependant, cette information doit être prise avec précaution avant de conclure : la sélection des événements dont l'énergie de décroissance est comprise entre 0.5 MeV et 1 MeV contient probablement plusieurs contributions. Nous pouvons déjà anticiper le fait que la structure près du seuil sera ajustée par un état virtuel (comme cela a été fait pour la réaction $\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+n)$). Or ces états sont caractérisés par une traîne importante s'étalant sur une large gamme en énergie. La sélection en énergie relative que nous avons réalisée contient donc probablement un état résonant ainsi que cette traîne (voir figure 5.4.6).

Néanmoins notre analyse semble indiquer que les moments angulaires des neutrons des deux états sondés par la réaction sont différents. Ainsi cette première analyse tend à confirmer le mélange des configurations neutrons $(2s_{1/2})^2$ et $(1d_{5/2})^2$ déjà évoqué.

5.4.2.2 Décroissance vers $^{17}\text{B}^*$

La présence de rayonnements gamma émis en coïncidence avec l'observation de structure dans le spectre d'énergie de décroissance permet d'apporter des informations supplémentaires pour notre analyse. Nous avons précédemment observé, en coïncidence avec la détection d'un fragment et d'un neutron, la présence de rayonnements gamma dont l'énergie correspondait à celle de l'état excité du ^{17}B (voir section 4.3.4). La corrélation de ce signal gamma avec les structures du spectre d'énergie relative est étudiée dans la figure 5.4.5.

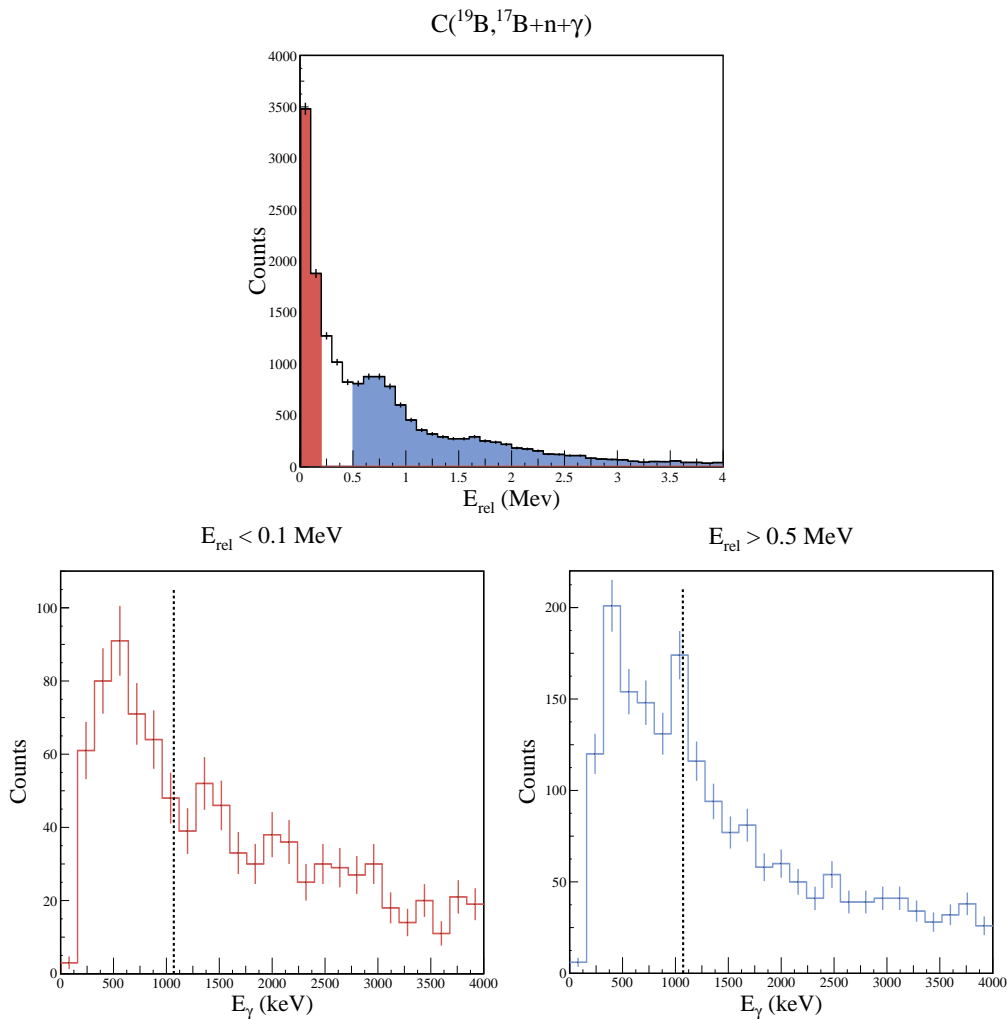


FIGURE 5.4.5: Évolution du spectre en énergie gamma détecté en coïncidence pour la réaction $C(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+n)$. Le spectre est représenté pour différentes tranches en énergie relative du système ^{18}B . Les couleurs utilisées pour représenter les tranches sur le spectre d'énergie de décroissance sont celles utilisées pour représenter les spectres en énergie gamma correspondants. La ligne verticale en pointillés noirs, présente sur chacun des spectres gamma, indique l'énergie du gamma connu du ^{17}B .

La détection de rayonnements gamma en coïncidence avec la structure près du seuil d'émission neutron permet de mettre en évidence un résultat similaire à celui observé pour la réaction de *knock-out* d'un proton : le signal gamma de l'état excité du ^{17}B est

absent. Cette observation renforce l'interprétation de cette structure comme étant l'état fondamental du ^{18}B . En ce qui concerne le reste du spectre d'énergie relative, la contribution des événements observés en corrélation avec l'état excité du ^{17}B apparaît plus significative. Néanmoins l'amplitude de ce signal ($N_\gamma \sim 100$) ne semble pas importante au regard du nombre d'événements sélectionnés ($N_{rel} \sim 7000$) étant donné l'efficacité de détection des rayonnements gamma ($\varepsilon \sim 20\%$).

5.4.2.3 Description de la distribution en énergie relative

Afin de valider les hypothèses formulées dans les paragraphes précédents nous avons choisi d'ajuster le spectre en énergie de décroissance avec deux contributions :

- Un état virtuel afin de reproduire la structure très étroite située près du seuil d'émission neutron.
- Une résonance $\ell = 2$ afin de reproduire la structure se situant aux alentours de 0.75 MeV. Le choix du moment angulaire a été motivé par l'analyse en impulsion que nous avons présentée précédemment.

L'ajustement des données avec ces deux distributions et celle provenant du mélange d'événements est présenté en figure 5.4.6.

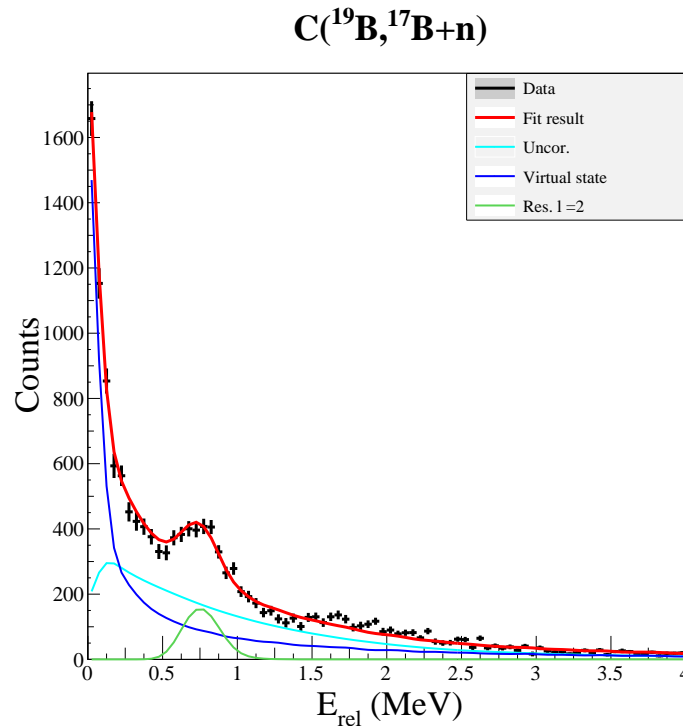


FIGURE 5.4.6: Distribution en énergie de décroissance du ^{18}B pour la réaction $C(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+n)$. Les données expérimentales ont été ajustées avec un état virtuel représenté par un trait continu bleu foncé, une résonance $\ell = 2$ représentée en vert et une distribution non corrélée en bleu turquoise. Le résultat de l'ajustement est représenté par un trait rouge continu.

L'ajustement permet de reproduire relativement bien les données expérimentales. En particulier l'état virtuel reproduit très bien la structure près du seuil confirmant l'inter-

prétation de celle-ci. La minimisation de la longueur de diffusion apparaît comparable à celle précédemment observée et permet de confirmer la valeur maximale de -50 fm.

La seconde structure du spectre, située aux alentours 0.75 MeV, s'avère elle relativement bien décrite par la résonance $\ell = 2$ que nous avons utilisée. L'ajustement converge pour une énergie $E_r = 0.77 \pm 0.09$ MeV et une largeur de $\Gamma < 1$ MeV.

5.4.3 Réaction de *knock-out* de deux protons

La structure de l'état fondamental du ^{20}N diffère de celles du ^{19}C et du ^{19}B que nous avons mentionnées précédemment. En effet, la configuration neutron est fortement dominée par l'orbitale $2d_{5/2}$ [35]. D'après le modèle en couches, l'état fondamental du ^{20}N provient donc du couplage $\pi(1p_{1/2})^1 \otimes \nu(1d_{5/2})^5$ résultant en un état 2^- [77]. Les états sondés dans le ^{18}B doivent donc refléter cette forte dominance de l'orbitale d . A ce titre, l'absence de l'état virtuel observé pour les deux autres réactions conforte cette analyse.

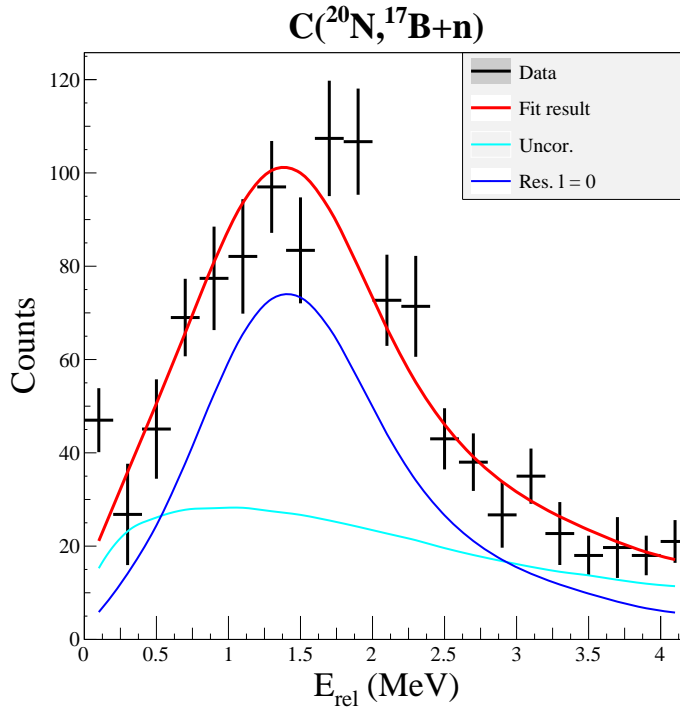


FIGURE 5.4.7: Distribution en énergie de décroissance du ^{18}B pour la réaction $C(^{20}\text{N}, ^{17}\text{B}+n)$. Les données expérimentales ont été ajustées avec une résonance $\ell = 0$ représentée par un trait bleu foncé et une distribution non corrélée en bleu turquoise. Le résultat de l'ajustement est représenté par un trait rouge continu.

Compte tenu de la forme particulièrement large de la structure observée dans le spectre d'énergie de décroissance, nous avons choisi d'ajuster les données expérimentales avec une résonance $\ell = 0$ (c'est à dire un état qui décroît vers le ^{17}B par émission d'un neutron dont le moment angulaire est $\ell_n = 0$). Le résultat de cet ajustement est présenté en figure 5.4.7.

L'ajustement permet raisonnablement de reproduire la structure observée et converge pour les paramètres : $E_r = 1.6 \pm 0.6 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 1.3 \text{ pm}_1^{1.9} \text{ MeV}$. Compte tenu des larges incertitudes sur l'ajustement il est difficile de déterminer la nature de l'état sondé. Cependant nous pouvons noter que cette résonance peut correspondre à l'un des deux états 1^- du tableau 5.3.

Il est important de rappeler que des rayonnements gamma dont l'énergie correspond à celle de l'état excité du ^{17}B sont détectés en coïncidence (voir section 4.3.4). Le signal obtenu apparaît significatif au regard du nombre d'évènements détectés et nous ne pouvons exclure la possibilité que cet état décroisse vers l'état excité du ^{17}B ($E_\Gamma = 1.07 \text{ MeV}$). Si tel était le cas, l'interprétation précédente se retrouverait invalide, l'état peuplé se situant alors à une énergie de résonance de : $E_r = 2.7 \pm 0.6 \text{ MeV}$.

5.4.4 Discussion

Dans cette section nous abordons les résultats que nous avons obtenus en analysant les différentes voies de réaction peuplant le ^{18}B . Les différents états caractérisés sont énumérés par ordre croissant en énergie ci-dessous :

- l'état fondamental du ^{18}B est peuplé par les réactions $\text{C}(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+\text{n})$ et $\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+\text{n})$. L'ajustement de cet état avec un état virtuel donne une valeur maximale à la longueur de diffusion : -50 fm (cohérente avec les travaux précédents [41]). L'absence de rayonnements gamma correspondant à l'état excité du ^{17}B permet de vérifier l'interprétation de cet état comme étant le fondamental, prédit 2^- , du ^{18}B .
- un état non lié peuplé par la réaction $\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+\text{n})$ a été ajusté expérimentalement avec une résonance $\ell = 2$. La minimisation permet de donner les caractéristiques : $E_r = 0.77 \pm 0.09 \text{ MeV}$ et $\Gamma < 1 \text{ MeV}$. L'analyse des rayonnements gamma en coïncidence semble indiquer que cet état décroît vers l'état fondamental du ^{17}B . L'état 2^- , situé à $E_x = 0.739 \text{ MeV}$, obtenu par les calculs mentionnés dans le tableau 5.3 apparaît compatible avec ce résultat.
- la structure apparente dans la réaction $\text{C}(^{20}\text{N}, ^{17}\text{B}+\text{n})$ a été ajustée avec une résonance $\ell = 0$. La minimisation permet de donner les caractéristiques suivantes : $E_r = 1.6 \pm 0.6 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 1.3 \text{ pm}_1^{1.9} \text{ MeV}$. Les deux états de spin parité 1^- , présentés par les calculs mentionnés dans le tableau 5.3 apparaissent compatibles avec ce résultat. Cependant l'analyse des rayonnements gamma en coïncidence ne nous permet pas d'exclure la possibilité que ces derniers décroissent (éventuellement de manière partielle) vers l'état excité du ^{17}B et soient donc situés à $E_r = 2.7 \pm 0.6 \text{ MeV}$.

L'intégralité des voies de réactions présentées montre la présence de rayonnements gamma émis en coïncidence. Une analyse plus fine de ces derniers permettra par la suite une interprétation plus complète des spectres en énergie de décroissance observés.

L'analyse des distributions en impulsion du système non lié ($^{17}\text{B}+\text{n}$) semble indiquer un mélange des configurations $(2s_{1/2})^2$ et $(1d_{5/2})^2$ dans le ^{19}B .

5.5 Interprétation du ^{21}C

Cette section traite de l'interprétation des spectres obtenus pour les différentes réactions de *knock-out* peuplant le ^{21}C . De la même manière que pour le ^{18}B , une première analyse est réalisée à partir de la superposition des différents spectres expérimentaux présentés en figure 5.5.1.

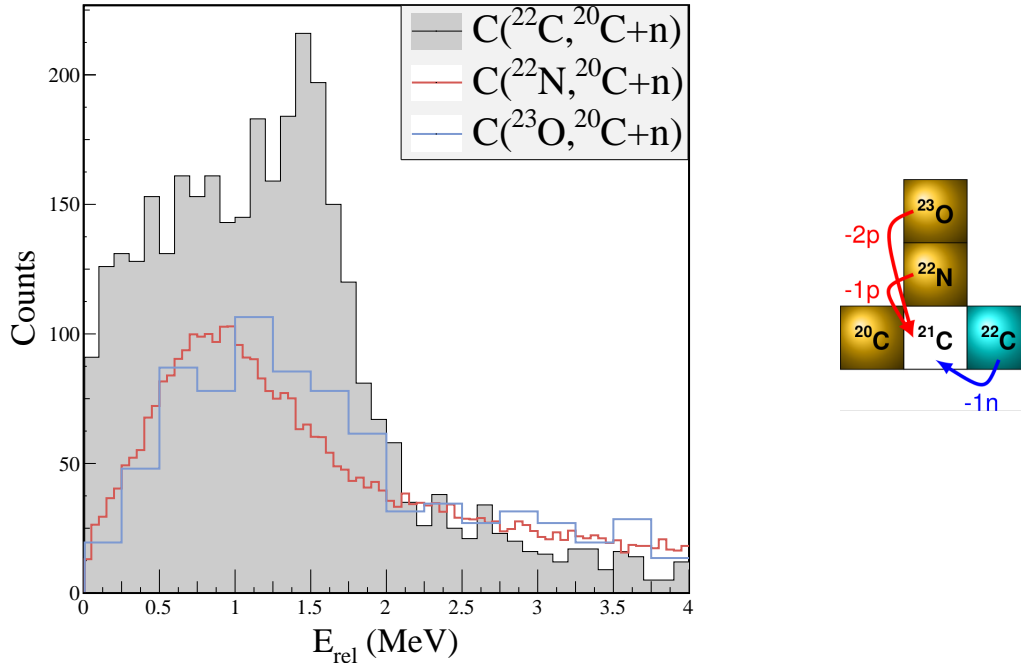


FIGURE 5.5.1: Comparaison des spectres en énergie de décroissance du ^{21}C peuplé à partir de différentes réactions de *knock-out*. Les différentes distributions ont été normalisées arbitrairement afin de réaliser la comparaison.

La réaction $\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$ ne semble présenter qu'une seule structure qui s'élève aux alentours de 1 MeV. Une structure de forme similaire est présente pour la réaction $\text{C}(^{23}\text{O}, ^{20}\text{C}+n)$. La réaction de *knock-out* d'un neutron à partir du ^{22}C est composée, quant à elle, de deux structures distinctes : une première relativement large semblable à celle observée pour les autres voies de réaction, et une seconde plus étroite aux alentours de 1.5 MeV.

D'un point de vue théorique un calcul de type modèle en couches² a été utilisé dans plusieurs références [44] [36]. Les résultats de ce calcul sont reproduits dans le tableau 5.4 :

Les différents calculs prédisent un état fondamental $1/2^+$ dominé par une configuration neutron $\nu(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^1$. Les états excités, $5/2^+$ et $3/2^+$ sont prédits respectivement ~ 1 et ~ 2 MeV au dessus de cet état fondamental.

2. utilisant l'interaction WBP

J^π	E_x (MeV)	σ_{-1n}^{th} (mb)
$1/2^+$	0.0	137.55
$5/2^+$	1.109	135.87
$3/2^+$	2.191	9.55

Tableau 5.4: Liste des états du ^{21}C sondés à partir du ^{22}C . Ces prédictions sont obtenues par un calcul de type modèle en couches utilisant l'interaction WBP. La position relative des états est donnée (dans la seconde colonne) à partir de l'énergie d'excitation du système (dont la référence est l'état fondamental). La troisième colonne présente les sections efficaces de réaction prédites par un modèle de réaction. Pour plus de détails le lecteur pourra se reporter à la référence [36].

5.5.1 Réaction de *knock-out* d'un proton

L'état fondamental du noyau projectile ^{22}N a été étudié expérimentalement [35] et s'est avéré fortement dominé par la configuration $\pi(1p_{1/2})^1 \otimes \nu(2s_{1/2})^1$, ce qui implique que les états du ^{21}C peuplés par la réaction de *knock-out* d'un proton auront une configuration neutron similaire. Compte tenu des calculs précédents nous nous attendons donc à peupler un état final de spin parité $1/2^+$.

En observant la largeur importante de la structure dans le spectre d'énergie relative et en prenant en compte ces considérations structurelles, nous avons choisi d'ajuster le spectre en énergie de décroissance avec une résonance $\ell = 0$. Le résultat est présenté en figure 5.5.2.

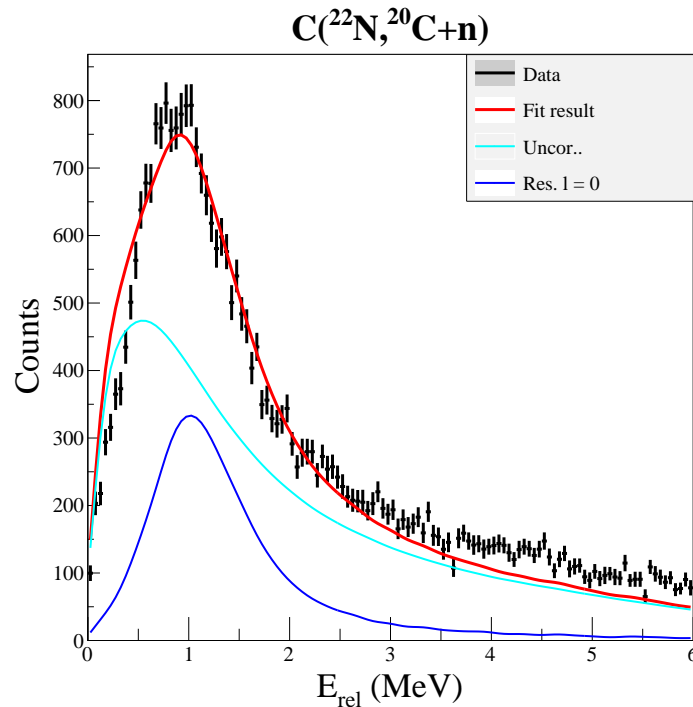


FIGURE 5.5.2: Distribution en énergie de décroissance du ^{20}C pour la réaction $C(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$. Les données expérimentales ont été ajustées avec une résonance $\ell = 0$ représentée par un trait bleu foncé et une distribution non corrélée en bleu turquoise. Le résultat de l'ajustement est représenté par un trait rouge continu.

L'ajustement reproduit globalement bien la forme du spectre expérimental mais il apparaît que celui-ci ne reproduit pas en détails la structure observée. En particulier l'énergie de décroissance est surestimée par notre ajustement à basse énergie ($\ll 0.5$ MeV) et sous-estimée à haute énergie ($\gg 3$ MeV). De plus la position du maximum de la distribution expérimentale semble décalée par rapport à celle de l'ajustement réalisé. Enfin, il est important de noter que notre ajustement donne une contribution très importante à la distribution non corrélée.

L'utilisation d'une résonance de moment angulaire $\ell = 2$ ne permettrait pas de résoudre le problème car la largeur serait significativement plus faible (voir 5.1.3). De plus le peuplement d'un état d serait fortement surprenant compte tenu de la structure du projectile. Afin de comprendre, nous nous sommes penchés sur la distribution en énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence. Comme nous l'avions mentionné dans le chapitre précédent, cette distribution présente un très net signal (voir figure 4.4.3) dont l'énergie correspond à l'état excité 2^+ du carbone ^{20}C ($E_\gamma = 1.6$ MeV). De fait, il est probable qu'une partie des événements présents dans la structure que nous cherchons à décrire par une résonance provient d'un état qui décroît vers cet état excité.

Afin de vérifier une telle hypothèse nous avons observé l'évolution de la forme de la distribution en énergie de décroissance en fonction de l'énergie des rayonnements gamma détectés en coïncidence. Pour cela nous avons réalisé deux sélections dans l'énergie gamma et avons regardé le spectre en énergie de décroissance associé. Le résultat est présenté en figure 5.5.3.

L'analyse réalisée permet de montrer une évolution notable de la forme de la distribution en énergie de décroissance lorsque les rayonnements gamma émis correspondent à l'énergie de l'état excité du ^{20}C . Cette observation renforce donc l'hypothèse précédemment mentionnée de la présence d'au moins une résonance supplémentaire dans le spectre expérimental.

Pour tenir compte de cette conclusion nous avons cherché à reproduire le spectre en énergie de décroissance correspondant. Le spectre obtenu suite à la sélection en énergie gamma contient aussi bien des événements provenant de la désexcitation d'un ^{20}C que des événements détectés en coïncidence avec du bruit. Afin de retirer cette dernière composante, nous avons soustrait la distribution en énergie relative correspondant à une sélection en énergie gamma supérieure à celle de l'état excité du ^{20}C . Pour faire cette soustraction nous avons pris soin de normaliser cette distribution au nombre d'événements que nous avons estimé à partir du fond du spectre gamma. Ce dernier ayant été estimé à partir d'un ajustement du spectre avec une fonction gaussienne et une exponentielle. (voir spectre 5.5.3a). Le résultat obtenu par cette soustraction est présenté en figure 5.5.3d ainsi qu'un ajustement de ce dernier avec une résonance $\ell = 0$.

Le choix de cette paramétrisation fut fait uniquement en se basant sur la forme de la distribution obtenue. Les paramètres de cette résonance sont : $E_r = 3.3 \pm 0.5$ MeV et $\Gamma = 4.1 \pm 3$ MeV. Une analyse supplémentaire sera nécessaire afin de caractériser

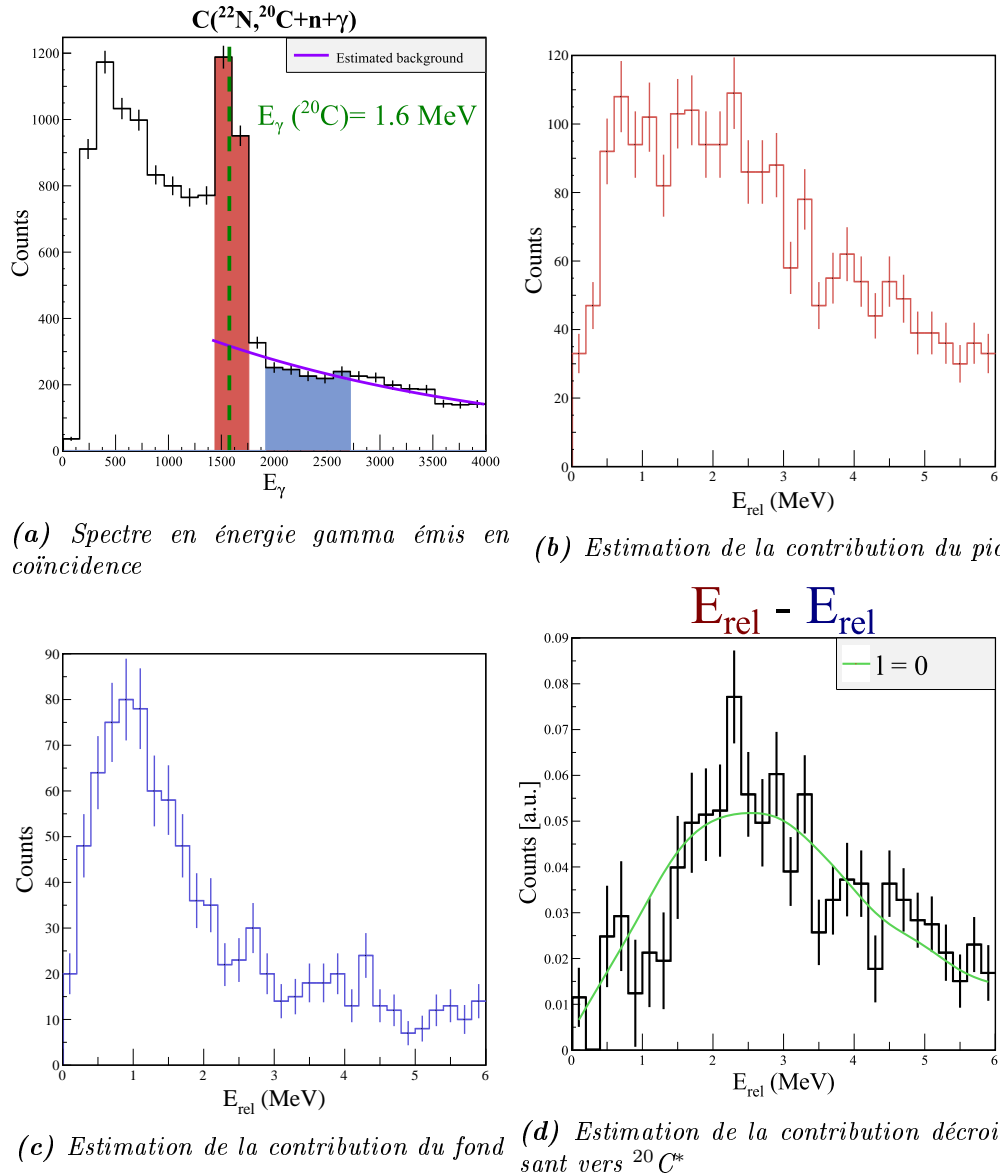


FIGURE 5.5.3: Le spectre en énergie de décroissance du ^{21}C est observé pour différentes sélections d'énergie des rayonnements gamma. La distribution en rouge 5.5.3b correspond à une sélection des évènements dans le pic gamma. La distribution en bleu 5.5.3c est une estimation de la contribution du fond du spectre gamma. Finalement le panneau 5.5.3d représente une estimation de la distribution en énergie relative décroissant vers $^{20}\text{C}^*$ (obtenu en soustrayant 5.5.3c à 5.5.3b). La ligne verte continue représente une résonance $\ell = 0$ reproduisant le spectre reconstruit.

cette structure (celle-ci pouvant elle même provenir de la superposition de différentes contributions). Cependant, nous pouvons déjà conclure que la réaction $\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$ peuple des états résonants de haute énergie qui décroissent vers l'état excité 2^+ du ^{20}C . L'énergie de résonance de ces états se situe aux alentours de $E_r \sim 4\text{ MeV}$.

Nous avons réalisé un nouvel ajustement du spectre en énergie de décroissance, avec une résonance $\ell = 0$ ainsi que la paramétrisation obtenue pour les décroissances vers l'état excité du ^{20}C . Le résultat de cet ajustement est présenté en figure 5.5.4.

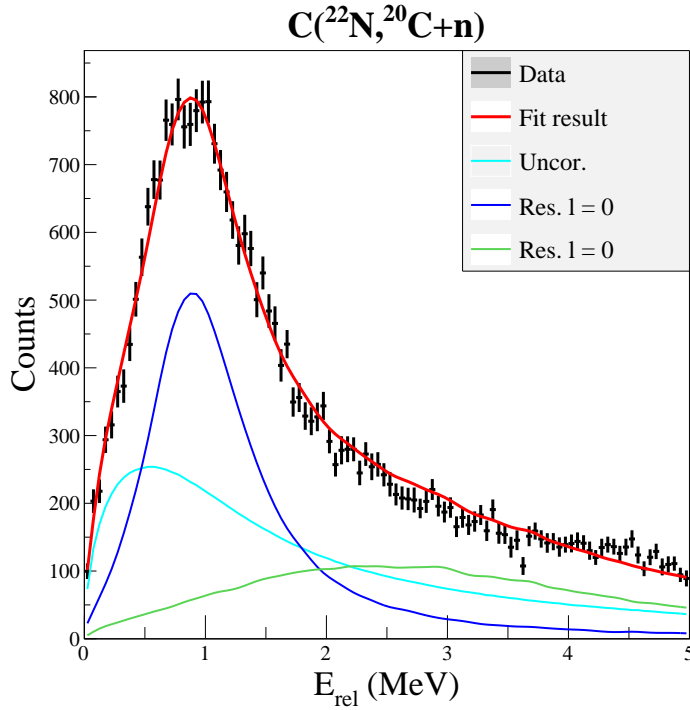


FIGURE 5.5.4: Distributions en énergie de décroissance du ^{20}C pour la réaction $C(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$. Les données expérimentales ont été ajustées avec une résonance $l = 0$ représentée par un trait bleu foncé et la distribution déterminée en coïncidence avec les gamma du ^{20}C représentée par un trait vert. La distribution non corrélée est représentée par un trait bleu turquoise et le résultat de l'ajustement par un trait rouge continu.

L'ajustement converge pour les paramètres suivant : $E_r = 0.8 \pm 0.1 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 0.8 \pm 0.5 \text{ MeV}$. Le résultat obtenu permet de mieux reproduire les données expérimentales que le précédent : la position du maximum est mieux reproduite ainsi que la partie à basse énergie du spectre expérimental. Pour des énergies supérieures à 4 MeV le spectre expérimental apparaît également mieux reproduit par l'ajout d'une nouvelle contribution.

L'ensemble de ces observations nous pousse à croire que notre interprétation précédente, selon laquelle la réaction peuple au moins un état résonant supplémentaire qui décroît vers l'état excité du 2^+ du ^{20}C , est valide.

5.5.2 Réaction de *knock-out* d'un neutron

La réaction de *knock-out* d'un neutron à partir du ^{22}C nous permet non seulement de sonder les états non liés du ^{21}C mais aussi de sonder la configuration neutron du noyau borroméen. Les niveaux d'énergie du ^{22}C ont été prédits par plusieurs calculs théoriques [44]. Différentes études expérimentales menées sur le ^{22}C ont montré que l'état fondamental du ^{22}C était dominé par l'orbitale $s_{1/2}$ (voir [30][29]).

Un calcul de réaction eikonal incluant les résultats du modèle en couches a prédit le peuplement des états du ^{21}C pour la réaction de *knock-out* d'un neutron à partir du ^{22}C [36]. Les résultats de ce calcul ont été ajoutés au tableau 5.4. Ils prédisent le

peuplement de deux états du ^{21}C principalement : l'état fondamental $1/2^+$ ainsi que le premier état excité $5/2^+$. Cela correspond respectivement à des configurations neutron $\nu(1d_{1/2})^6(2s_{1/2})^1$ et $\nu(1d_{1/2})^5(2s_{1/2})^2$. Le calcul prédit des sections efficaces expérimentales équivalentes pour le peuplement de ces deux états et l'étude des distributions en impulsion du fragment semble confirmer cette prédiction [36].

5.5.2.1 Impulsion du système non lié

Afin de nous guider dans l'interprétation du spectre en énergie relative, nous nous sommes appuyé sur l'analyse de la distribution en impulsion du système non lié. Nous rappelons que la largeur de cette dernière varie suivant le moment angulaire du neutron enlevé par la réaction de *knock-out*.

De la même façon que pour le ^{16}B et le ^{18}B nous avons étudié la largeur de la distribution pour différentes sélections correspondant aux structures observées dans le spectre expérimental d'énergie relative. Les coupures ainsi que les résultats obtenus avec ces dernières sont présentés en figure 5.5.5.

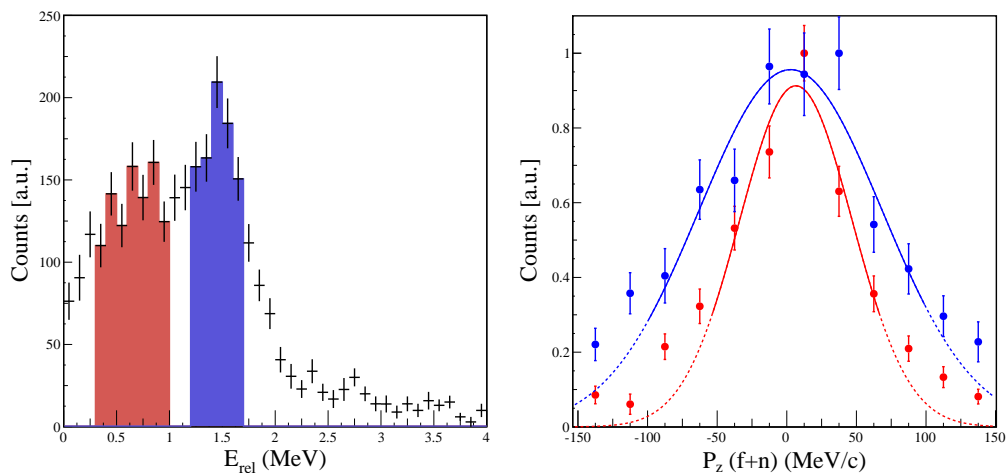


FIGURE 5.5.5: Distributions en impulsion parallèle du système non lié ($^{20}\text{C}+n$) observées en coïncidence avec les structures présentes dans le spectre d'énergie relative du ^{20}C . La figure de gauche représente le spectre d'énergie de décroissance ainsi que les sélections faites sur ce dernier correspondant à la première structure apparente (en rouge), ou à la seconde (en bleu). La figure de droite présente les distributions en impulsion parallèle pour les événements correspondant à la première structure (en rouge) ou à la seconde (en bleu). Un ajustement gaussien est effectué sur ces distributions afin d'en estimer la largeur.

L'observation des distributions en impulsion associées à chaque structure du spectre montre deux comportements différents. L'impulsion de la première structure, dont l'énergie relative est comprise entre 0.5 et 1 MeV, présente une largeur à mi hauteur apparente plus étroite que la seconde ($FWHM = 95 \pm 7 \text{ MeV}/c$ contre $FWHM = 154 \pm 12 \text{ MeV}/c$). Une telle observation laisse à penser que le moment angulaire de la seconde structure est plus grand que celui de la première structure. Cette observation apparaît cohérente avec les prédictions théoriques du tableau 5.4 et semble indiquer un peuplement des états

$1/2^+$ et $5/2^+$.

Cette interprétation est renforcée par la largeur mesurée pour la seconde structure : en effet, $FWHM = 154 \pm 12 \text{ MeV}/c$ est compatible avec la largeur mesurée pour les états du ^{16}B peuplés à partir du ^{17}B ($FWHM = 150 \pm 4 \text{ MeV}/c$). Or nous avons interprété les résultats obtenus pour le *knock-out* d'un neutron du ^{17}B en expliquant que la réaction arrachait un neutron de l'orbitale $1d_{5/2}$. Les largeurs des distributions en impulsions étant similaires pour les deux réactions de *knock-out* d'un neutron on peut supposer que le moment angulaire du neutron arraché est le même. Cela soutient donc la vision de la seconde structure étroite du spectre comme étant l'état $5/2^+$ du ^{21}C .

Il est tout de même nécessaire de faire attention avec une telle analyse. En effet, les sélections en énergie relative réalisées peuvent présenter plusieurs contributions. En l'occurrence il est probable que la seconde sélection, réalisée entre 1.2 et 1.7 MeV soit contaminée par la queue de distribution de la première résonance (voir 5.5.6). Cependant, même en prenant en compte cet effet, les résultats plaident en faveur de deux états de moments angulaires différents. Afin déterminer avec précision les largeurs associées à chaque structure, l'ajout de prédictions théoriques sera nécessaire.

5.5.2.2 Description de la distribution en énergie relative

Dans cette section nous nous attachons à reproduire le spectre d'énergie relative du ^{21}C . En nous basant sur la forme du spectre et l'analyse en moment nous avons cherché à décrire le spectre avec deux résonances.

- la structure observée dans la réaction de *knock-out* d'un proton à partir de ^{22}N semble être présente dans le spectre de la réaction $\text{C}(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+n)$ (voir 5.5.1). Nous avons donc fait le choix d'utiliser une résonance $\ell = 0$ pour décrire cette partie du spectre.
- la seconde structure apparaît plus étroite que la première. En nous basant sur cette forme, les prédictions théoriques, et l'observation des distributions en impulsion, nous avons choisi de reproduire cette structure par une résonance de moment angulaire $\ell = 2$.

Le résultat de l'ajustement réalisé avec ces deux résonances est présenté en figure 5.5.6.

L'ajustement parvient à reproduire les données à partir de ($\sim 500 \text{ keV}$) mais échoue pour une énergie relative plus faible.

L'ajustement converge pour une résonance $\ell = 0$ d'énergie de décroissance $E_r = 0.8 \pm 0.15 \text{ MeV}$ et de largeur de $\Gamma = 0.9 \pm 0.9 \text{ keV}$. L'ajustement donne pour la résonance $\ell = 2$ les paramètres $E_r = 1.5 \pm 0.1 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 0.2_{-0.2}^{+0.9} \text{ keV}$. L'incertitude théorique sur l'énergie des états n'est pas connue et il est donc difficile de conclure sur la cohérence entre nos mesures et les calculs théoriques. Cependant il est intéressant de remarquer que l'intégrale respective des deux résonances est comparable, ce qui est cohérent avec

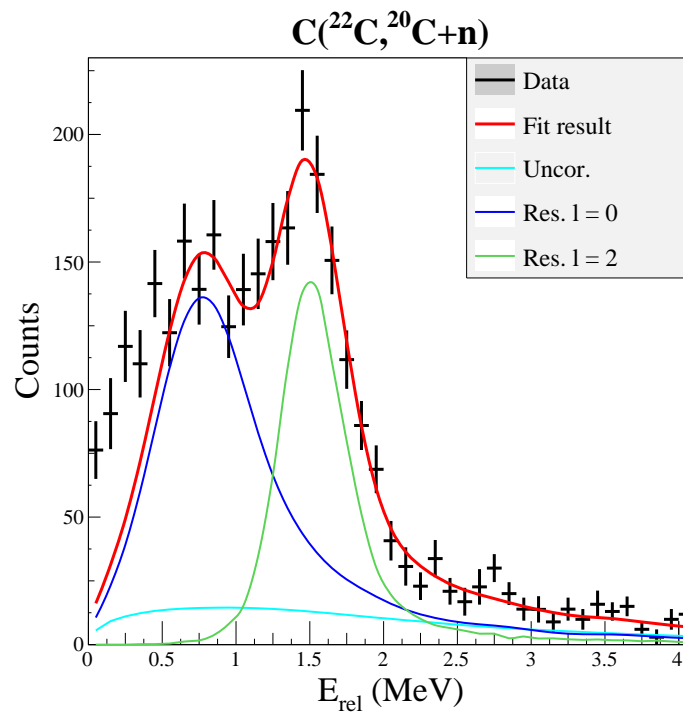


FIGURE 5.5.6: Distribution en énergie de décroissance du ^{20}C pour la réaction $\text{C}(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+n)$. Les données expérimentales ont été ajustées avec une résonance $\ell = 0$ représentée par un trait bleu foncé ainsi qu'une résonance $\ell = 2$ représentée par un trait vert. La distribution non corrélée est représentée par un trait bleu turquoise et le résultat de l'ajustement par un trait rouge continu.

les calculs théoriques mentionnés précédemment. De plus les paramètres de la résonance $\ell = 0$ sont compatibles avec ceux de la réaction $\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$.

En ce qui concerne la mauvaise reproduction des données à basse énergie relative par notre ajustement, plusieurs hypothèses peuvent être avancées :

- la présence d'un état non lié près du seuil que nous n'avons pas pris en compte. Cela impliquerait alors que cet état soit l'état fondamental du ^{21}C . Compte tenu des calculs théoriques ainsi que des observations que nous avons pu faire sur les distributions en impulsion et à travers les autres voies de réactions cette hypothèse apparaît pour autant peu vraisemblable.
- une contribution des réactions inélastiques du ^{22}C . Environ $\sim 10-20\%$ des données $\text{C}(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C})$ proviennent en effet d'une excitation inélastique du ^{22}C qui décroît par l'émission de deux neutrons. Un tel effet a déjà été discuté et observé dans des expériences précédentes (voir [37]). Suivant l'énergie de décroissance du ^{22}C excité celui-ci peut alors décroître vers ^{20}C en émettant deux neutrons, ou bien, décroître vers un état du ^{21}C par émission d'un neutron. La détection des neutrons étant affecté d'une efficacité relativement faible il est possible que le neutron détecté n'ait pas subi d'interaction dans l'état final avec le ^{20}C .
- la présence d'un état du ^{21}C qui décroît vers l'état excité du ^{20}C . L'énergie de décroissance d'un tel état se trouverait alors mal reconstruite et la position de la

résonance serait alors décalée d'environ 1.6 MeV. Cela donnerait dans notre cas une énergie de résonance d'environ 2 MeV ce qui pourrait correspondre à l'état excité $3/2^+$. Cette hypothèse apparaît d'autant plus crédible que les calculs théoriques de réactions prédisent un faible peuplement de cet état $3/2^+$ pour cette réaction (voir tableau 5.4).

Il est possible que l'une ou bien l'ensemble de ces hypothèses soit à l'origine de l'échec de notre ajustement. Dans le chapitre précédent nous avons déjà mentionné l'observation en coïncidence de rayonnements gamma correspondant à l'état excité du ^{20}C (voir figure 4.4.3) ce qui renforce la troisième hypothèse. Malheureusement, compte tenu du faible nombre d'évènements, il est impossible de réaliser une analyse similaire à celle que nous avons pu faire pour la réaction de *knock-out* d'un proton.

5.5.3 Réaction de *knock-out* de deux protons

La structure neutron de l'état fondamental du noyau ^{23}O est assez proche de celle du noyau ^{22}N [78]. La configuration dominante supposée est : $\pi(1p_{1/2})^2 \otimes \nu(1d_{5/2})^6 (2s_{1/2})^1$, ce qui implique que les états du ^{21}C peuplés à basse énergie devraient être les mêmes que ceux observés pour la réaction $\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$. Nous nous attendons donc à observer principalement une résonance $\ell = 0$.

En prenant en compte la similarité du spectre expérimental d'énergie de décroissance avec celui de la réaction $\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$, nous avons ajusté le premier avec une résonance $\ell = 0$. Le résultat est présenté en figure 5.5.7.

La résonance reproduit avec succès le spectre expérimental observé en convergeant pour des paramètres $E_r = 1.3 \pm 0.5$ MeV et $\Gamma = 1.3 \pm 1.5$ MeV. Ce résultat est compatible avec celui de l'état résonant $\ell = 0$ observé pour les deux autres réactions de *knock-out*.

Il est intéressant de remarquer que contrairement au *knock-out* d'un proton le spectre expérimental semble pouvoir être décrit avec une seule résonance. Les structures des deux projectiles étant relativement proches nous aurions pu nous attendre à sonder les mêmes états. Cependant il faut noter que la statistique disponible pour les deux réactions est séparée par un ordre de grandeur. De fait, la sensibilité de notre ajustement n'est pas aussi grande dans le cas du *knock-out* de deux protons. D'ailleurs, l'observation du spectre d'énergie gamma détecté en coïncidence montre la présence d'un signal gamma dont l'énergie correspond à celle de l'état excité du ^{20}C (voir figure 4.4.4). Cela pourrait indiquer la présence d'un état qui décroît vers l'état excité 2^+ du ^{20}C (comme nous avons pu le voir dans la réaction $\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$). Du fait de la faible statistique qui rend toute analyse des coïncidences très difficile à mener, nous ne pouvons pas encore tirer de conclusions.

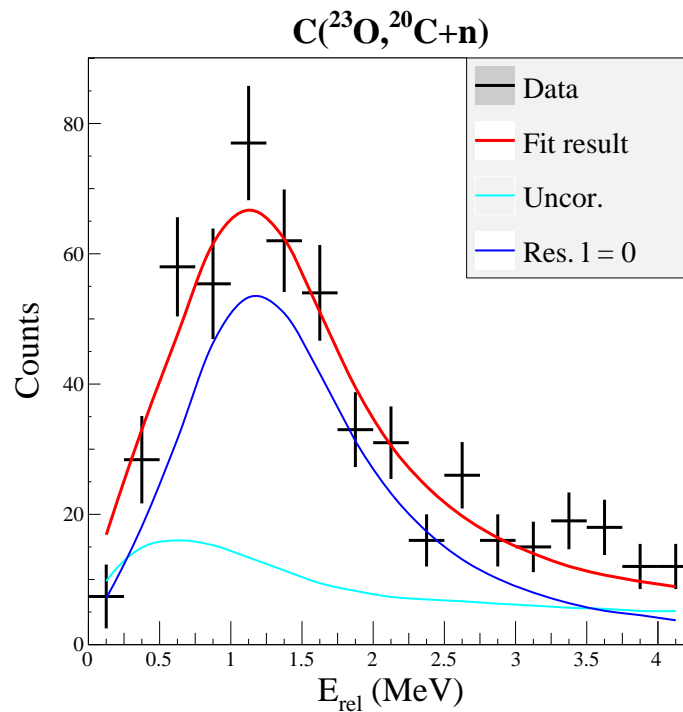


FIGURE 5.5.7: Distribution en énergie de décroissance du ^{21}C pour la réaction $C(^{23}\text{O}, ^{20}\text{C}+n)$. Les données expérimentales ont été ajustées avec une résonance $\ell = 0$ représentée par un trait bleu foncé et une distribution non corrélée en bleu turquoise. Le résultat de l'ajustement est représenté par un trait rouge continu.

5.5.4 Discussion

Nous résumons dans cette section l'ensemble des résultats obtenu à partir des réactions peuplant ^{21}C . Notre analyse nous permet de tirer les conclusions suivantes :

- les trois réactions de *knock-out* montrent la présence d'une structure située aux alentours de 1 MeV d'énergie relative. Cette structure fut ajustée dans les trois cas par une résonance $\ell = 0$ avec un certain succès. L'analyse effectuée sur la coïncidence avec les rayonnements gamma indique que cet état décroît vers le niveau fondamental du ^{20}C . Ainsi tout porte à croire que cet état est l'état fondamental $1/2^+$ du ^{21}C .
- la réaction $C(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+n)$ a permis de mettre en évidence une structure située autour de 1.5 MeV d'énergie relative. L'ajustement de cette structure avec une résonance $\ell = 2$ a été réalisé avec succès et nous permet de situer cet état à $E_{\text{rel}} = 1.5 \pm 0.1$ MeV. Cet état est vraisemblablement le premier état excité $5/2^+$ du ^{21}C .
- l'analyse des rayonnements gamma détectés en coïncidence pour la réaction $C(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+n)$ a permis de mettre en évidence le peuplement d'un ou de plusieurs états du ^{21}C qui décroissent vers l'état excité 2^+ du ^{20}C . Pour ce ou ces états, l'énergie de résonance se situe aux alentours de 4 MeV.

L'agencement et la nature des états observés est en accord avec les prédictions théoriques et renforce la prédiction de l'inversion des orbitales $1s_{1/2}$ et $1d_{5/2}$ pour le ^{21}C .

L'analyse des distributions en impulsion du système non lié ($^{20}\text{C}+\text{n}$) obtenu par *knock-out* d'un neutron du ^{22}C indique un mélange de configurations $(2s_{1/2})^2$ et $(1d_{5/2})^2$. Cette hypothèse se confirme par le peuplement, pour cette même réaction, des états $1/2^+$ et $5/2^+$ du ^{21}C .

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Ce travail de thèse se place dans le cadre de l'étude des noyaux légers riches en neutrons loin de la stabilité. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la structure des isotopes non liés ^{18}B , et ^{21}C . En plus d'être importants pour la compréhension des noyaux à halo de deux neutrons ^{19}B et ^{22}C , ces systèmes représentent un intérêt en ce qui concerne l'évolution de la structure en couches. En effet, ils se situent aux abords des fermetures de couches $N = 14$ et $N = 16$ qui sont particulièrement intéressantes en terme d'évolution des orbitales $1d_{5/2}$ et $2s_{1/2}$.

Ces systèmes non liés ont été étudiés par l'intermédiaire de réactions de *knock-out* d'un neutron, d'un proton, et de deux protons. Ces réactions furent réalisées avec des faisceaux radioactifs produits à $250\text{ MeV}/\text{nucléon}$ par le RIBF au RIKEN. Pour déterminer les propriétés des systèmes sondés, une analyse par masse invariante a été réalisée à partir de la mesure de la cinématique complète de la réaction. Cette mesure a requis la reconstruction de l'impulsion de tous les produits de la décroissance (fragment et neutron).

La campagne de mesures fut la première série d'expériences réalisées avec le spectromètre SAMURAI couplé au détecteur neutron NEBULA. Elle eut lieu seulement quelques mois après le *commissioning* du dispositif expérimental. A ce titre, l'étude présentée dans ce document est la première analyse réalisée pour ce dispositif complexe. Elle a requis le développement d'outils et de techniques adaptés. La compréhension de la réponse des détecteurs ainsi que l'établissement de protocoles d'analyse servent désormais pour les études en cours. Le travail réalisé pose les bases pour l'analyse des expériences à venir.

Les états non liés peuplés ont été interprétés grâce à l'utilisation d'une simulation prenant en compte l'acceptance et la résolution du dispositif expérimental. Les contributions non résonantes présentes dans les données sont estimées à partir d'un algorithme de mélange d'événements qui inclut, lui aussi, l'acceptance du dispositif.

Afin de vérifier la qualité du travail d'étalonnage, d'analyse de données, et la validité des simulations du dispositif expérimental, les états non liés du ^{16}B furent sondés à partir de la réaction de *knock-out* d'un neutron du ^{17}B . Ce système non lié possède un état très étroit à basse énergie idéal pour vérifier la reconstruction en masse invariante.

L'analyse finale des différentes réactions (et leur interprétation) est toujours en cours mais nous pouvons d'ores et déjà tirer les conclusions suivantes de ce travail :

A) ^{16}B

deux états ont été mis en évidence par la réaction $\text{C}(^{17}\text{B}, ^{15}\text{B}+\text{n})$:

- un état résonant très étroit situé près du seuil, reproduit par une résonance $\ell = 2$ ($E_r = 0.039 \pm 0.014 \text{ MeV}$, $\Gamma < 0.05 \text{ MeV}$). L'absence de rayonnements gamma émis en coïncidence corrobore l'interprétation des études précédentes qui suggéraient que cet état est le fondamental du ^{16}B .
- un état résonant plus large, reproduit avec une résonance $\ell = 2$ ($E_r = 1.1 \pm 0.2 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 1.6 \pm 1.3 \text{ MeV}$).

B) ^{18}B

1. $\text{C}(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+\text{n})$: une structure très près du seuil, reproduite par un état virtuel ($a_s \leq -50 \text{ fm}$). L'analyse des rayonnements gamma émis en coïncidence soutient que cet état virtuel est l'état fondamental du ^{18}B .
2. $\text{C}(^{20}\text{N}, ^{17}\text{B}+\text{n})$: un état résonant très large, qui a été reproduit avec une résonance $\ell = 0$ ($E_r = 1.6 \pm 0.6 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 1.3 \text{ }^{+1.9}_{-1} \text{ MeV}$).
3. $\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+\text{n})$: deux états ont été peuplés :
 - une structure très près du seuil, reproduite par un état virtuel ($a_s \leq -50 \text{ fm}$). Ce résultat est identique à celui de la réaction $\text{C}(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+\text{n})$.
 - un état résonant, reproduit avec une résonance $\ell = 2$ ($E_r = 0.77 \pm 0.09 \text{ MeV}$).

Synthèse : nous avons peuplé et caractérisé un état virtuel à partir de deux réactions différentes. Cet état est, selon toute vraisemblance, l'état fondamental du ^{18}B qui d'après le modèle en couches serait de spin parité 2^- . Ainsi l'état fondamental du ^{18}B semble être dominé par la composante neutron $(1d_{5/2})^4(1s_{1/2})^1$. Les réactions de *knock-out* nous ont aussi permis de peupler deux états excités du ^{18}B . Une analyse en impulsion suggère que le premier d'entre eux est dominé par la composante neutron $(1d_{5/2})^5$. Ces résultats plaident en faveur d'un mélange des niveaux neutron $(2s_{1/2})$ et $(1d_{5/2})$.

C) ^{21}C

1. $\text{C}(^{22}\text{N}, ^{20}\text{C}+\text{n})$: Deux états résonants ont été observés :
 - un premier état résonant large, reproduit avec une résonance $\ell = 0$ ($E_r = 0.8 \pm 0.1 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 0.8 \pm 0.5 \text{ MeV}$). L'analyse des rayonnements gamma émis en coïncidence indique que cet état décroît vers l'état fondamental 0^+ du ^{20}C .
 - un second état résonant très large, décrit avec une résonance $\ell = 0$ ($E_r = 3.3 \pm 0.5 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 4.1 \pm 3 \text{ MeV}$). L'analyse des rayonnements gamma émis en coïncidence suggère que cet état décroît vers l'état excité 2^+ du ^{20}C . De fait, l'énergie de cet état se situe aux alentours de 5 MeV .

2. $\text{C}(^{23}\text{O}, ^{20}\text{C}+\text{n})$: un état résonant large, reproduit avec une résonance $\ell = 0$ ($E_r = 1.3 \pm 0.5 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 1.3 \pm 1.5 \text{ MeV}$).
3. $\text{C}(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+\text{n})$: Deux états résonants ont été peuplés :
 - un état résonant large, reproduit avec une résonance $\ell = 0$ ($E_r = 0.8 \pm 0.15 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 0.9 \pm 0.9 \text{ keV}$).
 - un état résonant étroit, reproduit avec une résonance $\ell = 2$ ($E_r = 1.5 \pm 0.1 \text{ MeV}$ et $\Gamma = 0.2^{+0.9}_{-0.2} \text{ keV}$).

Synthèse : les trois réactions nous ont permis de peupler un état résonant $\ell = 0$. Cet état apparait comme candidat pour être l'état fondamental $1/2^+$ du ^{21}C prédit par la théorie. Un second état résonant a été peuplé par la réaction de *knock-out* d'un neutron. Le moment angulaire $\ell = 2$ de cet état, confirmé par l'analyse en impulsion, en fait un bon candidat pour l'état $5/2^+$ prédit par la théorie. Ces résultats plaident en faveur d'une inversion des niveaux neutron ($1s_{1/2}$) et ($1d_{5/2}$).

En plus de la spectroscopie par masse invariante des sous-systèmes ($^{17}\text{B}+\text{n}$) et ($^{20}\text{C}+\text{n}$), l'analyse de la distribution en impulsion de ces derniers a été réalisée pour les réactions de *knock-out* d'un neutron ($\text{C}(^{19}\text{B}, ^{17}\text{B}+\text{n})$ et $\text{C}(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+\text{n})$). Cette analyse suggère un mélange de configurations $(1d_{5/2})^2$ et $(2s_{1/2})^2$ pour les neutrons de valence des noyaux borroméens ^{19}B et ^{22}C .

Si les résultats obtenus sont déjà très prometteurs, ils restent encore préliminaires et requièrent l'ajout de calculs théoriques afin de conclure sur leur interprétation. Il est nécessaire de finaliser le travail commencé sur les sections efficaces et l'estimation des incertitudes associées. Une analyse plus détaillée sera réalisée pour les rayonnements gamma détectés en coïncidence grâce à l'utilisation de la simulation Geant4 de DALI2. Le cas intrigant du rayonnement gamma observé pour la réaction $\text{C}(^{19}\text{C}, ^{17}\text{B}+\text{n})$, dont l'énergie ($E_\gamma \sim 1.5 \text{ MeV}$) est supérieure à l'énergie de liaison ($S_{2n} = 1.33 \pm 0.17 \text{ MeV}$) du ^{17}B , reste à élucider.

D'un point de vue expérimental, les mesures réalisées peuvent être améliorées au niveau de la statistique. Une meilleure statistique permettrait de résoudre certains des problèmes que nous rencontrons pour les coïncidences triples : fragment, neutron et rayonnement gamma. En trois ans le dispositif expérimental a évolué et nous pouvons compter sur les points suivants pour les futures expériences :

- une meilleure intensité faisceau.

Depuis la campagne de mesures qui s'est déroulée en 2012 les intensités du faisceau primaire de ^{48}Ca du RIBF ont été multipliées par 4.

- une plus grande épaisseur de cible.

Installée depuis un an, la cible active d'hydrogène liquide MINOS [79] permet d'augmenter le nombre de nucléons dans la cible sans dégrader la résolution expérimentale.

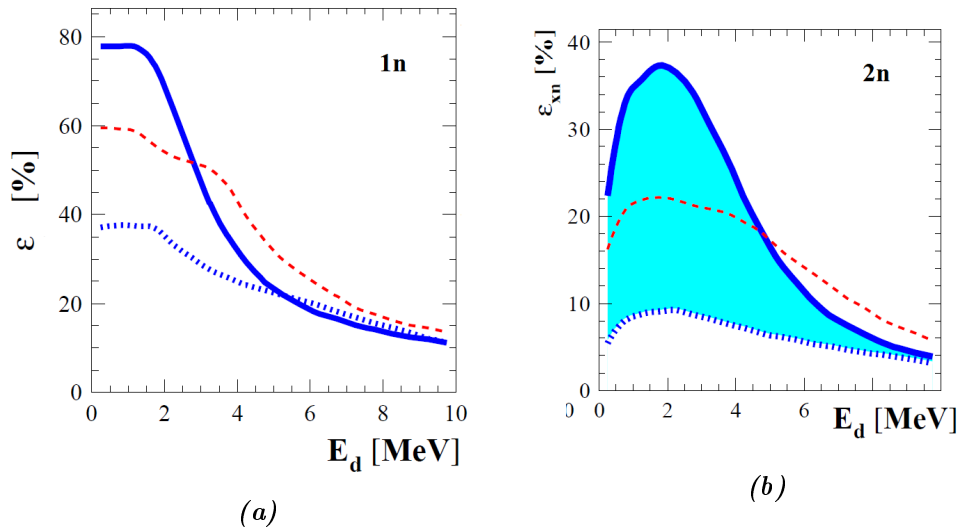


FIGURE 6.0.1: Efficacité de détection, pour un (a) et deux (b) neutrons, en fonction de l'énergie de décroissance, pour différents dispositifs présents dans l'aire expérimentale de SAMURAI. La courbe en pointillés fins bleus représente l'efficacité du dispositif tel qu'il fut utilisé pour les mesures de ce travail, la courbe en pointillés rouges représente l'efficacité de détection de NEBULA couplé à NeuLAND, et enfin la courbe continue en bleu foncé représente l'efficacité de NEBULA-PLUS.

- une meilleure résolution expérimentale et une meilleure efficacité de détection.

Le détecteur NeuLAND est ajouté à NEBULA jusqu'en 2018. Cela augmente l'efficacité de détection neutron du dispositif (voir figure 6.0.1). De plus, NeuLAND dispose d'une meilleure granularité que NEBULA augmentant ainsi la résolution du dispositif d'environ 40 %.

- le projet ANR EXPAND.

Ce projet permettra d'augmenter le nombre de modules de plastique scintillant de NEBULA. La reconfiguration NEBULA-PLUS permettra alors d'augmenter considérablement l'efficacité de détection (voir 6.0.1).

Pour notre étude du ^{21}C à partir de la réaction $\text{H}(^{22}\text{C}, ^{20}\text{C}+n+\gamma)$, ces améliorations devraient permettre de mesurer une statistique quarante fois plus importante que celle dont nous disposons. Une telle augmentation permettrait de chercher l'état excité $3/2^+$ du ^{21}C dont le peuplement est prédit par des calculs théoriques (voir tableau 5.2).

Finalement, ces améliorations ouvrent la porte à l'étude des systèmes non liés par rapport à l'émission de plusieurs neutrons. Cela permettra de s'intéresser à la spectroscopie des noyaux tels que le ^{22}C , le ^{29}F , ou le ^{32}Ne pour lesquels la détection de deux neutrons en coïncidence est nécessaire pour sonder les états excités. Nous pouvons souligner l'intérêt de localiser le premier état excité 2^+ du ^{22}C dans le but d'observer l'évolution du nombre magique $N = 16$ en dessous de l'isotope ^{24}O (voir figure 1.2.4).

Bibliographie

- [1] K. S. Krane, *Introductory nuclear physics*. Wiley, 1988.
- [2] I. Tanihata, "Reactions with radioactive ion beams," *Nuc. Phys. A*, vol. 654, 1999.
- [3] C. Cohen-Tannoudji *et al.*, *Mecanique quantique*. Masson, 1973.
- [4] F. Halzen and A. Martin, *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics*. Wiley, 1984.
- [5] O. Haxel, "On the "magic numbers" in nuclear structure," *Phys. Rev.*, vol. 75, 1949.
- [6] M. Goeppert Mayer, "On closed shells in nuclei. ii," *Phys. Rev.*, vol. 75, 1949.
- [7] G. Audi *et al.*, "The ame2012 atomic mass evaluation," *Chinese Physics C*, vol. 36, 2012.
- [8] M. Stanoiu *et al.*, " $n = 14$ and 16 shell gaps in neutron-rich oxygen isotopes," *Phys. Rev. C*, vol. 69, 2004.
- [9] R. Kanungo *et al.*, "One-neutron removal measurement reveals ^{24}O as a new doubly magic nucleus," vol. 102, 2009.
- [10] K. Tshoo *et al.*, " $n = 16$ spherical shell closure in ^{24}O ," vol. 109, 2012.
- [11] E. K. Warburton *et al.*, "Mass systematics for $A = 29-44$ nuclei : The deformed $A \sim 32$ region," *Phys. Rev. C*, vol. 41, 1990.
- [12] B. A. Brown and W. A. Richter, "Magic numbers in the neutron-rich oxygen isotopes," *Phys. Rev. C*, vol. 72, 2005.
- [13] T. Otsuka *et al.*, "Three-body forces and the limit of oxygen isotopes," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, 2010.
- [14] I. Tanihata *et al.*, "Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p -shell region," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, 1985.
- [15] P. G. Hansen and B. Jonson, "The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei," *Eur. Phys. Lett.*, vol. 4, 1987.
- [16] I. Tanihata *et al.*, "Measurements of interaction cross sections and radii of he isotopes," *Phys. Lett. B*, vol. 160, 1985.
- [17] I. Tanihata *et al.*, "Measurement of interaction cross sections using isotope beams of be and b and isospin dependence of the nuclear radii," *Phys. Lett. B*, vol. 206, 1988.

- [18] I. Tanihata, "Nuclear studies with secondary radioactive beams," *Nuc. Phys. A*, vol. 488, 1988.
- [19] E. Arnold *et al.*, "Nuclear spin and magnetic moment of ^{11}Li ," *Phys. Lett. B*, vol. 197, 1987.
- [20] E. Arnold *et al.*, "Quadrupole moment of ^{11}Li ," *Phys. Lett. B*, vol. 281, 1992.
- [21] B. Blank *et al.*, "Charge-changing cross sections of the neutron-rich isotopes $^8,9,^{11}\text{Li}$," *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 343, 1992.
- [22] D. Fedorov *et al.*, "General properties of halos," *Phys. Lett. B*, vol. 312, 1993.
- [23] I. J. Thompson and M. V. Zhukov, "Structure and reactions of the $^{12,14}\text{Be}$ nuclei," *Phys. Rev. C*, vol. 53, 1996.
- [24] C. Joachain, *Quantum collision theory*. North-Holland, 1975.
- [25] M. Thoennessen *et al.*, "Population of ^{10}Li by fragmentation," *Phys. Rev. C*, vol. 59, 1999.
- [26] J. A. Musser and J. D. Stevenson, "First observation of the neutron-rich isotope ^{19}B ," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, 1984.
- [27] F. Pougheon *et al.*, "First observation of the exotic nucleus ^{22}C ," *Eur. Phys. Lett.*, vol. 2, 1986.
- [28] T. Suzuki *et al.*, "Nuclear radii of $^{17,19}\text{B}$ and ^{14}Be ," *Nuc. Phys. A*, vol. 658, 1999.
- [29] L. Gaudefroy *et al.*, "Direct mass measurements of ^{19}B , ^{22}C , ^{29}F , ^{31}Ne , ^{34}Na and other light exotic nuclei," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, 2012.
- [30] K. Tanaka *et al.*, "Observation of a large reaction cross section in the drip-line nucleus ^{22}C ," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, 2010.
- [31] I. J. Thompson and M. V. Zhukov, "Effects of ^{10}Li virtual states on the structure of ^{11}Li ," *Phys. Rev. C*, vol. 49, 1994.
- [32] I. Thompson *et al.*, "Structure and reactions of the Li and Be halo nuclei," *Nuc. Phys. A*, vol. 588, 1995.
- [33] W. F. Rogers *et al.*, "Unbound excited states of the $n = 16$ closed shell nucleus ^{24}O ," *Phys. Rev. C*, vol. 92, 2015.
- [34] M. Stanoiu *et al.*, "Disappearance of the $n = 14$ shell gap in the carbon isotopic chain," *Phys. Rev. C*, vol. 78, 2008.
- [35] C. Rodríguez-Tajes *et al.*, "Structure of ^{22}N and the $n = 14$ subshell," *Phys. Rev. C*, vol. 83, 2011.
- [36] N. Kobayashi *et al.*, "One- and two-neutron removal reactions from the most neutron-rich carbon isotopes," *Phys. Rev. C*, vol. 86, 2012.
- [37] M. Zinser *et al.*, "Invariant-mass spectroscopy of ^{10}Li and ^{11}Li ," *Nuc. Phys. A*, vol. 619, 1997.

- [38] H. Al Falou, *Study of the unbound nuclei ${}^7,9\text{He}$ and ${}^{10}\text{Li}$* . Theses, Université de Caen, 2007.
- [39] R. Kalpakchieva *et al.*, “Spectroscopy of 13b, 14b, 15b and 16b using multi-nucleon transfer reactions,” *Nuc. Phys. A*, vol. 7, 2000.
- [40] J.-L. Lecouey *et al.*, “Single-proton removal reaction study of 16b,” *Phys. Lett. B*, vol. 672, 2009.
- [41] A. Spyrou *et al.*, “First evidence for a virtual 18b ground state,” *Phys. Lett. B*, vol. 683, 2010.
- [42] Y. Kondo *et al.*, “In-beam γ -ray spectroscopy of neutron-rich boron isotopes ${}^{15,17}\text{B}$ via inelastic scattering on ${}^{12}\text{C}$,” *Phys. Rev. C*, vol. 71, 2005.
- [43] S. Mosby *et al.*, “Search for 21c and constraints on 22c,” *Nuc. Phys. A*, vol. 909, 2013.
- [44] G. R. Jansen *et al.*, “*Ab Initio* coupled-cluster effective interactions for the shell model : Application to neutron-rich oxygen and carbon isotopes,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, 2014.
- [45] J. Hüfner *et al.*, “Abrasion-ablation in reactions between relativistic heavy ions,” *Phys. Rev. C*, vol. 12, 1975.
- [46] T. Kubo *et al.*, “The riken radioactive beam facility,” *Nuc. Ins. Met. B*, vol. 70, 1992.
- [47] H. Okuno *et al.*, “Progress of ribf accelerators,” *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2012, 2012.
- [48] R. Anne *et al.*, “The achromatic spectrometer lise at ganil,” *Nucl. Inst. and Meth. A*, vol. 257, 1987.
- [49] N. Fukuda *et al.*, “Identification and separation of radioactive isotope beams by the bigrips separator at the riken ri beam factory,” *Nucl. Inst. and Meth. B*, vol. 317, Part B, 2013.
- [50] F. Marqués *et al.*, “Neutron cross-talk rejection in a modular array and the detection of halo neutrons,” *Nucl. Inst. and Meth. A*, vol. 450, 2000.
- [51] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to Approach*. Springer Berlin Heidelberg, 1994.
- [52] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement ; 4th ed.* New York, NY : Wiley, 2010.
- [53] T. Kobayashi *et al.*, “Samurai spectrometer for ri beam experiments,” *Nucl. Inst. and Meth. B*, vol. 317, Part B, 2013.
- [54] S. Takeuchi *et al.*, “Dali2 : A nai(tl) detector array for measurements of γ rays from fast nuclei,” *Nucl. Inst. and Meth. A*, vol. 763, 2014.
- [55] H. Sato *et al.*, “Superconducting dipole magnet for samurai spectrometer,” *IEEE on Appl. Sup.*, vol. 23, 2013.

- [56] H. Baba *et al.*, “New data acquisition system for the riken radioactive isotope beam factory,” *Nucl. Inst. and Meth. A*, vol. 616, 2010.
- [57] O. Tarasov and D. Bazin, “Lise++ : Radioactive beam production with in-flight separators,” *Nucl. Inst. and Meth. B*, vol. 266, 2008.
- [58] R. Tanaka, “不安定核反応実験における高速中性子の検出,” Master’s thesis, Tokyo Institute of Technology.
- [59] Z. Elekes *et al.*, “Persistent decoupling of valence neutrons toward the dripline : Study of ^{20}C by γ spectroscopy,” *Phys. Rev. C*, vol. 79, 2009.
- [60] J. Gibelin, *Search for low lying dipole strength in the neutron rich nucleus ^{26}Ne* . Theses, Université de PARIS XI, 2005.
- [61] S. Agostinelli *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nucl. Inst. and Meth. A*, vol. 506, 2003.
- [62] J. Allison *et al.*, “Geant4 developments and applications,” *IEEE on Nucl. Sci.*, vol. 53, 2006.
- [63] M. Nikolić, *Kinematics and multiparticle systems*. Documents on modern physics, Gordon and Breach, 1968.
- [64] T. Suzuki *et al.*, “Momentum distribution of ^{15}b fragments from the breakup of ^{17}b ,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, 2002.
- [65] T. Aumann *et al.*, “One-neutron knockout from individual single-particle states of ^{11}be ,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, 2000.
- [66] C. Caesar *et al.*, “Beyond the neutron drip line : The unbound oxygen isotopes ^{25}o and ^{26}o ,” *Phys. Rev. C*, vol. 88, 2013.
- [67] H. A. Bethe, “Theory of the effective range in nuclear scattering,” *Phys. Rev.*, vol. 76, 1949.
- [68] K. Hencken *et al.*, “Breakup reactions of the halo nuclei ^{11}Be and ^8B ,” *Phys. Rev. C*, vol. 54, 1996.
- [69] G. F. Bertsch *et al.*, “Nuclear breakup of borromean nuclei,” *Phys. Rev. C*, vol. 57, 1998.
- [70] A. M. Lane and R. G. Thomas, “R-matrix theory of nuclear reactions,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 30, 1958.
- [71] D. Bazin *et al.*, “New direct reaction : Two-proton knockout from neutron-rich nuclei,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, 2003.
- [72] H. Simon *et al.*, “Systematic investigation of the drip-line nuclei ^{11}li and ^{14}be and their unbound subsystems ^{10}li and ^{13}be ,” *Nuc. Phys. A*, vol. 791, 2007.
- [73] Y. Yamaguchi *et al.*, “Density distribution of ^{17}B from a reaction cross-section measurement,” *Phys. Rev. C*, vol. 70, 2004.

-
- [74] T. Nakamura *et al.*, “Coulomb dissociation of ^{19}C and its halo structure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, 1999.
- [75] T. Baumann *et al.*, “Longitudinal momentum distributions of $^{16,18}\text{C}$ fragments after one-neutron removal from $^{17,19}\text{C}$,” *Phys. Lett. B*, vol. 439, 1998.
- [76] D. Bazin *et al.*, “Probing the halo structure of $^{19,17,15}\text{C}$ and ^{14}B ,” *Phys. Rev. C*, vol. 57, 1998.
- [77] D. Sohler *et al.*, “In-beam γ -ray spectroscopy of the neutron-rich nitrogen isotopes $^{19-22}\text{N}$,” *Phys. Rev. C*, vol. 77, 2008.
- [78] E. Sauvan *et al.*, “One-neutron removal reactions on light neutron-rich nuclei,” *Phys. Rev. C*, vol. 69, 2004.
- [79] Obertelli, A. *et al.*, “Minos : A vertex tracker coupled to a thick liquid-hydrogen target for in-beam spectroscopy of exotic nuclei,” *Eur. Phys. J. A*, vol. 50, 2014.

Résumé

Les noyaux non liés ^{18}B et ^{21}C sont étudiés suite à une expérience réalisée au RIBF- RIKEN en utilisant le nouveau spectromètre SAMURAI couplé au détecteur neutron NEBULA. Ces systèmes furent sondés grâce à des réactions de knock-out d'un neutron, d'un proton et de deux protons, à partir de faisceaux secondaires de ^{22}C , ^{22}N , et ^{23}O pour le ^{21}C et de ^{19}B , ^{19}C , et ^{20}N pour le ^{18}B . La masse invariante fut reconstruite à partir de l'impulsion du fragment chargé (^{17}B , ^{20}C) et du neutron. Afin de pouvoir interpréter les résultats, une simulation complète du dispositif expérimental fut utilisée. L'étalonnage des détecteurs et les techniques d'analyse furent testés en sondant l'état fondamental connu du ^{16}B . Dans le cas du ^{18}B trois états furent observés : un état s virtuel ($a_s < -50\text{ fm}$), une résonance $\ell = 2$ à $E_r = 0.77 \pm 0.09\text{ MeV}$ et une résonance $\ell = 0$ à $E_r = 1.6 \pm 0.6\text{ MeV}$. Ces résultats plaident en faveur d'un mélange de configuration des niveaux neutron $2s_{1/2}$ et $1d_{5/2}$. En ce qui concerne le ^{21}C , deux états résonnants respectivement situés à $E_r = 0.80 \pm 0.15\text{ MeV}$ ($\ell = 0$) et $E_r = 1.5 \pm 0.1\text{ MeV}$ ($\ell = 2$) furent observés. L'ordre confirme les résultats théoriques prédisant l'inversion des niveaux $5/2^+$ et $1/2^+$. Une analyse en impulsion reconstruite des systèmes ^{18}B et ^{21}C , produits par la réaction de knock-out d'un neutron a été réalisée. Les résultats soutiennent un mélange de configurations neutrons de valence $(2s_{1/2})^2$ et $(1d_{5/2})^2$ pour ces deux noyaux à halo.

Mots clés : Physique nucléaire–Recherche, Structure nucléaire, Spectroscopie nucléaire, Réactions directes (Physique nucléaire), Physique nucléaire–Instruments, Isotopes radioactifs, Analyse de données, Simulation par ordinateur.

Abstract

The unbound nuclei ^{18}B and ^{21}C have been studied in an experiment undertaken at the RIBF-RIKEN using the recently commissioned SAMURAI spectrometer and NEBULA neutron array. The two systems were probed using single-neutron and single and two proton knockout from secondary beams of ^{22}C , ^{22}N , and ^{23}O respectively in the case of ^{21}C and ^{19}B , ^{19}C and ^{20}N for ^{18}B . The invariant mass spectra were reconstructed from the momentum of the fragment (^{17}B , ^{20}C) and neutron. In order to interpret the results a complete simulation of the experimental setup was utilised. The analysis procedures as well as the calibrations were verified through a measurement of the well-known ground state of ^{16}B . In the case of ^{18}B three states were observed : an s-wave virtual state ($a_s < -50\text{ fm}$), an $\ell = 2$ resonance at $E_r = 0.77 \pm 0.09\text{ MeV}$ and an $\ell = 0$ resonance at $E_r = 1.6 \pm 0.6\text{ MeV}$. These results suggest that the low-lying level structure of ^{18}B is governed by a competition between the neutron $2s_{1/2}$ and $1d_{5/2}$ configurations. In the case of ^{21}C resonances were observed at $E_r = 0.80 \pm 0.15\text{ MeV}$ ($\ell = 0$) and $E_r = 1.5 \pm 0.1\text{ MeV}$ ($\ell = 2$), a result which confirms predictions of an inversion of the $5/2^+$ and $1/2^+$ levels. Finally an analysis of the momentum distributions for ^{18}B and ^{21}C produced in single-neutron knockout was carried out. The results indicate that the valence neutrons ^{19}B and ^{22}C are in mixed $(2s_{1/2})^2$ and $(1d_{5/2})^2$ configurations.

Keywords : Nuclear Physics–Research, Nuclear structure, Nuclear spectroscopy, Direct reactions (Nuclear Physics), Nuclear Physics–Instruments, Radioactive isotopes, Data analysis, Computer simulations.

Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, UMR 6534
ENSICAEN, 6 boulevard du Maréchal Juin 14050 CAEN Cedex, France