



13 Septembre 2013

Thèse

Présentée par

VANDEBROUCK Marine

*Pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences
De l'Université Paris Sud*

**Première mesure des résonances géantes
isoscailaires dans un noyau exotique riche en
neutrons : le ^{68}Ni avec la cible active MAYA**

Ecole Doctorale Particules, Noyaux, Cosmos
Université Paris-Sud XI
Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

THESE

pour l'obtention du Diplôme de
Docteur en Sciences de l'Université Paris-Sud XI
Spécialité Physique Nucléaire

par

Marine VANDEBROUCK

Le 13 septembre 2013

**Première mesure des résonances géantes isoscalaires dans un
noyau exotique riche en neutrons : le ^{68}Ni
avec la cible active MAYA**

Composition du jury :

<i>Examineur</i>	M. Gianluca COLÒ	INFN, Milano (Italia)
<i>Co-Directeur de thèse</i>	M. Julien GIBELIN	Université de Caen, LPC Caen
<i>Directeur de thèse</i>	M. Elias KHAN	Université Paris-Sud XI, IPN Orsay
<i>Rapporteur</i>	M. Miguel MARQUÉS	LPC Caen
<i>Rapporteur</i>	M. Wolfgang MITTIG	NSCL, Michigan State University (USA)
<i>Examineur</i>	M. Olivier SORLIN	GANIL, Caen
<i>Examinatrice</i>	Mme. Tiina SUOMIJARVI	Université Paris-Sud XI, IPN Orsay

Remerciements

Voici l'étape délicate des remerciements... Je souhaiterais par ces quelques lignes remercier l'ensemble des personnes qui ont contribué, de près ou de loin, au *très* bon déroulement de ces trois années de thèse.

Ces premières lignes iront à mes deux directeurs de thèse, Elias et Julien. Merci à vous deux de m'avoir offert l'opportunité de partager cette incroyable expérience avec vous. Pour reprendre une expression déjà employée : vous étiez "la complémentarité parfaite". Merci pour votre patience, votre disponibilité, toutes les discussions scientifiques si conviviales que nous avons partagées.

Dans une expérience professionnelle nous rencontrons parfois la personne qui nous permet de trouver notre voie : Elias tu m'as fait découvrir le nucléaire en master 1, m'a convaincue de faire une thèse lors du NPAC, a su m'enseigner les secrets du noyau grâce à tes imitations, à ton sens physique et à tes explications "avec les mains" que j'envie tant, m'a donné l'opportunité d'avoir des projets pédagogiques qui me tenaient à coeur... bref un immense merci Elias !

Julien tu n'as pas eu la tâche facile, car nous pouvons dire que je n'étais pas des plus douées en programmation à mon arrivée il y a trois ans. Merci beaucoup d'avoir été là, juste comme il le faut, lors de ces deux premiers mois, mais aussi par la suite dès que la tâche se compliquait... Je te remercie également d'avoir pris le temps de tout m'expliquer et pour la confiance que tu avais en moi lors du montage des expériences, ceci tout au long de ces trois années de thèse, au GANIL ou au RIKEN : je tacherai de ré-utiliser "les astuces à la Gib" à bon escient et le plus souvent possible !

Je souhaiterais bien entendu remercier les membres de mon jury : Tiina Suominen, Gianluca Colò, Olivier Sorlin, et plus particulièrement mes deux rapporteurs, Wolfi et Miguel, pour avoir lu si minutieusement mon manuscrit, et pour les discussions que nous avons pu avoir avant la soutenance.

Merci à Faïçal de m'avoir accueillie à l'IPN, aux membres du groupe de Physique Théorique et du groupe NESTER. Les nuits au tandem avec Fairouz, le "Bonjour les enfants !" de Iolanda, Shibuya avec Didier ou encore le séjour à Pise avec Marlène et Jean-Antoine resteront d'excellents souvenirs ! Merci à Yorick de m'avoir fait partager ses connaissances concernant les multiphonons ou les résonances géantes dans les noyaux chauds, d'avoir assisté aux diverses répétitions, mais aussi pour m'avoir soutenue et conseillée lors de ma recherche de postdoctorat. Merci à Muhsin, pour toutes les discussions que nous avons pu avoir. Merci à Sébastien pour les

Remerciements

pauses musicales, à Laurence puis Céline pour leur bonne humeur et leur soutien inconditionnel. Merci à Pascale, sur qui nous pouvons toujours compter, et merci aussi à Annie. Je voudrais également remercier le LPC, plus particulièrement le groupe de structure, la belle expérience au RIKEN partagée ensemble restera dans ma mémoire. Ces séjours au LPC m'ont permis de belles rencontres : merci à Arnaud, Sandrine, Yves, et Virginie.

La thèse c'est aussi une belle aventure entre thésards. Je commencerai par celui avec qui j'ai partagé le bureau pendant ces trois années, et sans qui la thèse n'aurait jamais été la même : Laurent, merci pour tout ! Pierre, tu nous as rejoints rapidement. Enumérer les instants mémorables passés avec vous deux serait trop long, alors je vous dirai juste... que vous allez me manquer. Merci à Adrien, qui m'a tant appris, à Sandra avec qui j'espère partager encore de beaux moments comme lors de notre road trip californien. Merci également à Jean-Paul, qui est parti trop vite de l'IPN. Plus récemment merci à Benjamin et sa joie de vivre communicative, merci à Aurélie et ses sourires (qui en disent long). Bonne continuation à vous tous ainsi qu'à Marie-Coralie et Noël les petits nouveaux.

Au cours de ces trois années j'ai souvent eu l'occasion d'aller travailler au GANIL (et cela ne fait que commencer !). Merci à Christelle, Lucia, Olivier et Jean-Charles pour leur accueil et leurs réponses à mes questions sur LISE. Merci à Julien, l'expert détection, à Thomas, spécialiste des subtilités de l'analyse MAYA, mais surtout merci à vous deux pour tous les bons moments passés ensemble. Merci également aux chercheurs du SPhN, pour les discussions scientifiques toujours pédagogiques et dans la bonne humeur.

Ces trois années de thèse sont également associées à des moments inoubliables. Merci à celle "qui a partagé ma vie" pendant trois ans, Sophie tu me manques déjà ! Merci à Sandra, ma pétillante petite espagnole, à Simon, mon super binôme de master 2 et celui qui est désormais indissociable de ce dernier, Kévin. Merci à Sébastien, Stéphane, Loïc, Alexandre... plus généralement la promo NPAC 2009-2010 et aux thésards et ancien thésards de l'IPN, du LPC et du SPhN. Merci à l'équipe D2I2 pour ces projets menés ensemble, j'espère que cela va continuer !

Un petit clin d'oeil aux danseuses, grâce à qui j'ai pu évacuer le stress quand cela était nécessaire.

Enfin un grand merci aux amis qui sont à mes côtés depuis bien avant la thèse, et qui m'ont fait partager encore et toujours de merveilleux moments : pour ma Flo, et Yo un merci particulier pour ce 27 avril 2013 ; merci Imane, celle avec qui tout a commencé il y a dix ans. Merci à vous trois pour votre soutien, et d'avoir été à mes côtés ce vendredi 13 septembre 2013. Merci Elsa et Mika, mes amis parisiens toujours là.

Ces derniers mots iront à mes “très proches”, ma famille. Un merci particulier à Annick, Jean-Daniel, Jacques et Francis d'être à mes côtés depuis le tout début. A mon grand père, celui qui savait tout du GANIL avant moi, de m'avoir éveillée à la physique. Merci à Catherine bien entendu ! Merci à mes parents qui m'ont soutenue et accompagnée pendant toutes mes études, et qui surtout ont toujours été solidement présents, pour partager mes joies comme mes difficultés. Merci à mon petit frère d'être celui qui me donne confiance en moi. Et ces derniers mots seront pour Fabien, merci pour ce souffle de tendresse, je tâcherai d'être à la hauteur l'an prochain...

Bonne lecture à tous !

Table des matières

Introduction	1
1 Motivations	3
1.1 La résonance géante, mode collectif d'excitation du noyau	4
1.1.1 Définition	4
1.1.2 Interprétation macroscopique	5
1.1.3 Interprétation microscopique	6
1.1.4 Distribution de force et règle de somme	10
1.2 Le statut expérimental	11
1.2.1 Découverte et interprétation	11
1.2.2 Les techniques d'investigation	11
1.2.3 Les ISGR dans les noyaux stables	15
1.2.4 Première mesure de ISGR dans un noyau instable	19
1.3 Le statut théorique	21
1.3.1 ISGMR et incompressibilité de la matière nucléaire	21
1.3.2 Les prédictions	26
1.3.3 Soft monopole	29
2 Dispositif expérimental	33
2.1 Réactions étudiées et dispositif expérimental	34
2.1.1 Choix de la réaction et contraintes expérimentales	34
2.1.2 Le dispositif expérimental	36
2.2 Production du faisceau de ^{68}Ni	38
2.2.1 Les faisceaux radioactifs au GANIL	38
2.2.2 Le faisceau de ^{68}Ni sur la ligne LISE	39
2.3 Le système de détection	43
2.3.1 La cible active MAYA	43
2.3.2 Le masque électrostatique	50

2.3.3	Les détecteurs auxiliaires	54
2.3.4	Electronique	57
3	Traitement des données	63
3.1	Les conventions	64
3.2	Etalonnages	67
3.2.1	Etalonnage des pads	67
3.2.2	Etalonnage des fils	68
3.2.3	Etalonnage des siliciums	70
3.3	Reconstruction de l'énergie de recul	71
3.3.1	Angle de recul	71
3.3.2	Calcul du parcours	80
3.3.3	Energie de recul	84
3.4	Sélection des événements	85
3.4.1	Sélection du ^{68}Ni	85
3.4.2	Sélection de la particule de recul	87
3.4.3	Sélection géométrique des événements dans MAYA	90
3.5	Simulations	91
3.5.1	Efficacité géométrique	91
3.5.2	Calcul d'incertitude	93
3.6	Breakup du deuton	95
4	Analyse des résultats	101
4.1	Résultats	102
4.1.1	Répartition des événements reconstruits dans le référentiel du laboratoire	102
4.1.2	Spectre en énergie d'excitation du ^{68}Ni	104
4.1.3	Normalisation du fond de Breakup de deuton	106
4.2	Prédictions théoriques des distributions angulaires	108
4.2.1	Conventions pour les réactions de diffusion	108
4.2.2	Le potentiel optique	109
4.2.3	L'approximation DWBA	113
4.2.4	DWBA pour les réactions $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$ et $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$	114
4.3	Distribution angulaire	116
4.3.1	Normalisation des données	116
4.3.2	Analyse par Décomposition Multipolaire (MDA) pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$	118
4.3.3	Méthode des lorentziennes pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$	123

4.3.4	Analyse MDA pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$	127
4.4	Analyse par la méthode des gaussiennes pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$	129
4.4.1	Discussion	133
Conclusion		137
A Détails de l'étalonnage		141
A.1	Pads	142
A.2	Fils	142
A.3	Silicium	143
B Complément sur le calcul d'incertitude		145
C Schéma des niveaux du ^{68}Ni		151
D Compléments sur les distributions angulaires		153
D.1	Complément méthode lorentziennes $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$	154
D.2	Complément MDA $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$	154

Introduction

Nous comptons environ 300 noyaux stables présents sur Terre regroupés dans la vallée de stabilité. Au delà de cette vallée de stabilité environ 5000 noyaux instables sont prédits dont certains peuvent être désormais produits en laboratoire. Cette instabilité a pour origine en général un excès ou un déficit de neutrons. La figure 1 présente la carte des noyaux, terrain d'exploration de la physique nucléaire fondamentale.

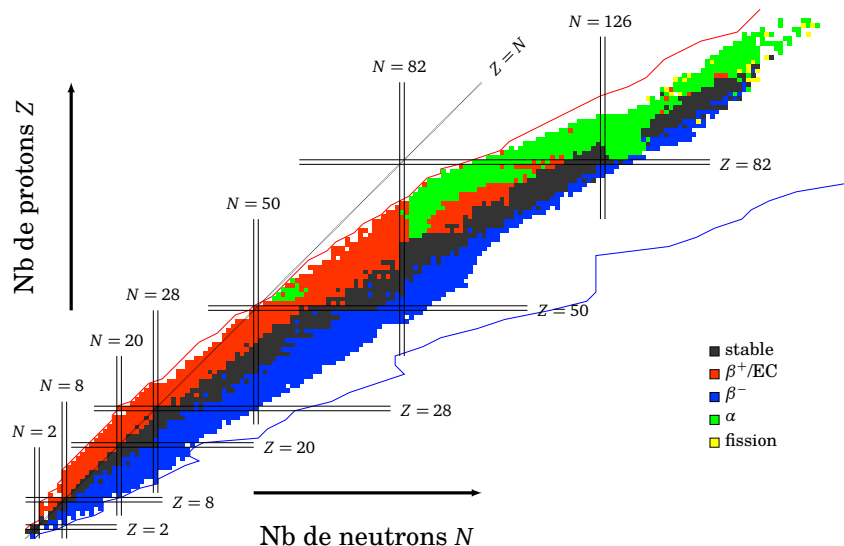


FIGURE 1 – Carte des noyaux. Les noyaux sont classés en fonction du nombre de neutrons (en abscisse) et du nombre de protons (en ordonnée) qui les composent. La vallée de stabilité est représentée en noir. Les limites d'existence des noyaux liés correspondent aux lignes continues sur cette carte : la limite haute en rouge est appelée drip-line proton, la basse en bleu drip-line neutron. Extrait de [Delaroche 10].

Comment évoluent la structure et la dynamique d'un noyau quand nous lui ajoutons ou retirons des neutrons ? C'est une des questions fondamentales soulevées en physique nucléaire. Le développement des techniques expérimentales permet, depuis les années 1980, de produire ces noyaux instables intensément et d'en étudier leurs propriétés, vers des noyaux toujours plus riches ou plus déficients en neutrons. Des analyses dans les noyaux instables remettent en question des propriétés qui semblaient bien établies dans les noyaux stables. Par exemple les nombres de protons ou neutrons 2, 8, 20, 28, 50, 126 dits magiques dans les noyaux stables, ne semblent plus procurer les mêmes propriétés de stabilité dans les noyaux exotiques (cf [Sorlin 13]).

L'étude de modes collectifs d'excitation du noyau, appelés résonances géantes, trouve une motivation à bien plus grande échelle : comprendre les propriétés de la matière nucléaire, cette même matière qui compose les étoiles à neutrons. Du coeur de ces étoiles à neutrons à leur périphérie, l'asymétrie proton/neutron évolue de plusieurs ordres de grandeur. Des travaux visant à étudier la réponse dipolaire de ces excitations collectives, menés dans divers noyaux instables riches en neutrons (cf [Aumann 13]), ont révélé l'existence de nouveaux modes d'excitation de plus basse énergie qui pourraient avoir un impact sur le processus r [Goriely 04]. Des travaux théoriques posent la question du lien établi entre énergie de la résonance géante isoscalaire monopolaire et l'incompressibilité de la matière nucléaire (cf [Khan 12]). A l'instar de l'évolution des nombres magiques loin de la stabilité cette dernière décennie, nous semblons entrer dans une phase où les mesures effectuées sur les chaînes isotopiques en direction des noyaux exotiques semblent questionner nos connaissances acquises sur les noyaux stables.

Dans ce manuscrit nous nous focaliserons sur les résonances géantes isoscalaires électriques monopolaire et quadrupolaire, étudiées jusqu'alors dans les noyaux stables et une seule fois dans un noyau instable : le ^{56}Ni . Nous avons décidé de continuer l'étude de la chaîne isotopique des Ni en étudiant cette fois-ci un noyau riche en neutrons, mais aussi plus éloigné de la vallée de stabilité : le ^{68}Ni . Une expérience dédiée à cette étude a été réalisée en septembre 2010 au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) à Caen. Ce manuscrit présente l'analyse et les résultats de cette expérience.

Dans un premier chapitre nous exposerons les motivations de cette étude. Dans un second nous présenterons le dispositif expérimental, notamment les caractéristiques de la cible active MAYA, le détecteur utilisé. Enfin nous détaillerons comment le traitement des données a été réalisé. Puis dans un dernier chapitre nous interpréterons ces résultats.

Chapitre 1

Motivations

Dans ce chapitre nous allons définir et caractériser les différentes résonances géantes, d'un point de vue macroscopique puis microscopique. Dans un deuxième temps, après une brève introduction historique, nous discuterons du statut expérimental et notamment les études récentes vers les noyaux exotiques. Enfin, nous discuterons le lien entre le centroïde de la résonance géante monopolaire et le module d'incompressibilité de la matière nucléaire ainsi que les récentes prédictions théoriques dans ce domaine, vers une généralisation de ce qui a été établi dans les noyaux stables.

1.1 La résonance géante, mode collectif d'excitation du noyau

1.1.1 Définition

Une résonance géante correspond à un mouvement collectif d'excitation où la majorité, voire la totalité, des nucléons composant le noyau est investie dans le processus. Les principales propriétés des résonances géantes sont les suivantes :

- La résonance géante apparaît dans tous les noyaux, à l'exception des noyaux très légers.
- Les caractéristiques d'une résonance géante (son énergie, sa largeur, sa force) évoluent de manière continue en fonction du nombre de nucléons A composant le noyau.
- Une résonance géante épuise une grande partie de la règle de somme pondérée en énergie (supérieure à 50%), ce qui implique qu'une majorité des nucléons participe à l'excitation.

La référence [Harakeh 01] présente en détail les propriétés des résonances géantes, ainsi que les résultats expérimentaux obtenus dans ce domaine avant 2001. Dans la suite nous présenterons brièvement l'interprétation des résonances géantes d'un point de vue macroscopique et microscopique. La présentation des résultats expérimentaux et théoriques obtenus dans ce domaine sera d'avantage focalisée sur les travaux des dernières années.

1.1.2 Interprétation macroscopique

De part la collectivité mise en jeu dans ces modes d'excitation, les résonances géantes se prêtent naturellement à une interprétation macroscopique de type hydrodynamique telle que l'oscillation d'une goutte liquide. Dans ces modèles, le noyau comprend quatre fluides différant par leur nombre quantique de spin (haut, bas), et d'isospin (proton, neutron). Les vibrations de ces quatre fluides sont à l'origine de l'existence des résonances géantes, nous pouvons alors les classer en fonction de trois nombres quantiques caractérisant la transition entre l'état initial et l'état final :

- La multipolarité ΔL .
- L'isospin ΔT .
- Le spin ΔS .

La figure 1.1 présente de façon schématique ces résonances géantes en fonction de ces nombres quantiques.

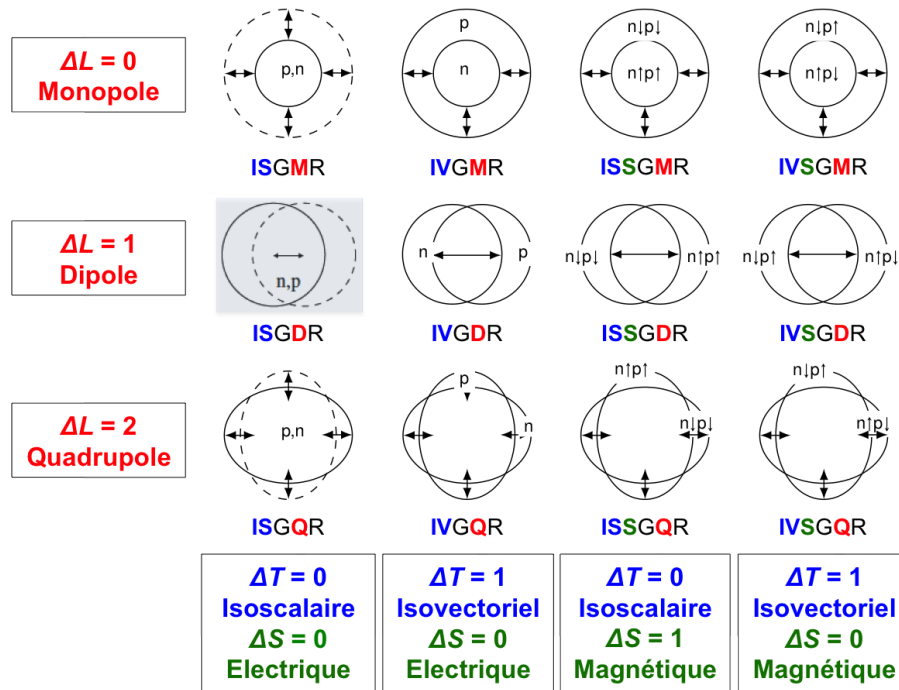


FIGURE 1.1 – Classification des résonances géantes en fonction de la multipolarité, de l'isospin et du spin de la transition, dans le cadre du noyau représenté par une goutte liquide. Adapté de [Harakeh 01].

Lorsque les protons et les neutrons vibrent en phase, l'isospin de la transition vaut $\Delta T = 0$, la résonance géante est dite *isoscalaire*. Au contraire, lorsque les protons et les neutrons vibrent en opposition de phase, $\Delta T = 1$, et on parle de résonance géante *isovectorielle*.

De plus, on appelle *électriques* les modes caractérisés par $\Delta S = 0$ (spins hauts et bas en phase) et *magnétiques* ceux caractérisés par $\Delta S = 1$ (spins hauts et bas en opposition de phase).

Les résonances de multipolarité $\Delta L = 0$ correspondent à des “modes de respiration”, ce sont des mouvements successifs de compression/dilatation du noyau, avec ou non séparation des protons/neutrons et des spins hauts/bas en fonction de ΔT et ΔS de l'excitation. Les résonances de multipolarité $\Delta L = 1$ correspondent à des mouvements de translation d'un fluide qui oscille contre l'ensemble de l'autre fluide. Notons que dans le cas particulier de l'ISGDR, pour laquelle les protons/neutrons et les spins hauts/bas sont en phase, il s'agit d'une simple translation de la globalité du noyau, cette résonance géante n'est donc pas considérée comme un mode de vibration au premier ordre mais comme un mode spurieux. Elle peut être interprétée au second ordre comme le “squeezing mode”, ce point sera discuté au paragraphe 1.2.3. La résonance de multipolarité $\Delta L = 2$ correspond à une déformation axiale des fluides considérés de la forme prolata à oblate successivement.

1.1.3 Interprétation microscopique

Les modèles microscopiques utilisés en structure nucléaire sont souvent fondés sur une approche dite *champ-moyen* qui consiste à considérer les nucléons du noyau comme des particules indépendantes. Sans approximation, il faut résoudre un problème à A -nucléons en interaction deux à deux, l'hamiltonien de ce système, dans le cas d'une interaction effective $U(i, j)$ à deux corps, s'écrit :

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i<j}^A U(i, j) \quad (1.1)$$

Dans le cadre de l'approximation du champ moyen nous considérons une somme sur tous les nucléons, chacun d'eux étant en interaction avec un potentiel moyen créé par les A nucléons :

$$H = \sum_{i=1}^A (T_i + U_i) \quad (1.2)$$

négligeant ainsi l'interaction résiduelle U_{res} :

$$U_{res} = \sum_{i < j}^A U(i, j) - \sum_{i=1}^A U_i \quad (1.3)$$

qui correspond à la partie négligée de l'interaction.

Cette approximation du champ moyen, prise en compte lors de la résolution des équations d'Hartree-Fock par l'application du principe variationnel [Ring 80], est adaptée pour décrire l'état fondamental du noyau. Elle est le point de départ de modélisations plus complexes qui, en tenant compte d'une partie de l'interaction résiduelle entre les particules, permettent de décrire les états excités.

Les états excités sont décrits comme une superposition cohérente d'excitations particule-trou (1p-1t). Ces états excités $|\nu\rangle$ sont produits par l'action de l'opérateur $Q^{\nu+}$ agissant sur l'état fondamental. Dans le cadre de la TDA (Approximation de Tamm-Dancoff), l'état fondamental utilisé est celui d'Hartree-Fock $|HF\rangle$. Mais en RPA (Approximation des phases aléatoires) les corrélations particule-trou sont prises en compte dans l'état fondamental $|RPA\rangle$, qui diffère donc de l'état $|HF\rangle$:

$$|\nu\rangle = Q^{\nu+}|RPA\rangle \quad (1.4)$$

L'opérateur de transition $Q^{\nu+}$ s'écrit comme une combinaison linéaire de paires particule-trou :

$$Q^{\nu+} = \sum_{mi} X_{mi}^{\nu} a_m^+ a_i + Y_{mi}^{\nu} a_i^+ a_m \quad (1.5)$$

où $a_{m(i)}^+$ est l'opérateur de création d'une particule (respectivement trou) dans l'état m (respectivement i). Les amplitudes X_{mi}^{ν} et Y_{mi}^{ν} donnent les amplitudes des excitations particule-trou considérées.

Nous pouvons en déduire l'élément de matrice de transition entre l'état fondamental $|RPA\rangle$ et l'état excité correspondant à la résonance géante étudiée $|\nu\rangle$:

$$\langle \nu | O^{L,S,T} | RPA \rangle = \int \delta\rho^{\nu}(\vec{r}) O^{L,S,T}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (1.6)$$

où $O^{L,S,T}$ est l'opérateur d'excitation qui sera défini aux équations 1.9 et 1.10. Dans cette formule la densité de transition $\delta\rho^{\nu}(\vec{r})$ caractérise le changement de la densité

du noyau en \vec{r} lors de l'excitation. Elle est définie d'une part pour les N neutrons et d'autre part pour les Z protons :

$$\delta\rho_{n,p}^\nu(\vec{r}) = \langle \nu | \sum_{i=1}^{N,Z} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) | RPA \rangle \quad (1.7)$$

La partie radiale de la densité de transition s'écrit en fonction des amplitudes X_{mi}^ν et Y_{mi}^ν :

$$\delta\rho^\nu(r) = \sum_{mi} \varphi_i(r) \varphi_m^*(r) \{X_{mi}^\nu - Y_{mi}^\nu\} \quad (1.8)$$

où φ_m et φ_i sont les fonctions d'onde de la particule et du trou respectivement.

Les solutions des calculs RPA sont les amplitudes X_{mi}^ν et Y_{mi}^ν ainsi que les énergies E_ν associées à un état propre $\langle \nu |$.

Dans le cas particulier des résonances géantes isoscalaires électriques, en fonction de leur multipolarité L , les transitions sont générées par l'opérateur du premier ordre, P_L , ou par l'opérateur du second ordre, Q_L . Ces opérateurs se décomposent en une partie radiale, et en une partie angulaire correspondant aux harmoniques sphériques $Y_{LM}(\Omega_i)$:

$$P_L = \sum_{i=1}^A r_i^L Y_{LM}(\Omega_i) \text{ pour } L \geq 2 \quad (1.9)$$

$$Q_L = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A r_i^{L+2} Y_{LM}(\Omega_i) \text{ pour } L < 2 \quad (1.10)$$

Certaines propriétés des résonances géantes peuvent être comprises qualitativement grâce au modèle en couches schématique de la figure 1.2. Sur cette figure, N , $N+1$, et $N+2$ représentent les couches principales du modèle en couche, c'est-à-dire les énergies propres de l'hamiltonien du système lors d'un calcul de type oscillateur harmonique. Dans ce modèle, les particules sont créées sur la couche $N + \Delta N$ laissant un trou dans la couche N . Notons que la parité d'un état (1p-1t) est la même à l'intérieur d'une couche N et alterne entre deux couches N , $N+1$ successives. Donc une fois la relation de conservation satisfaite :

$$\pi_R = \pi_p \pi_t = (-1)^L \quad (1.11)$$

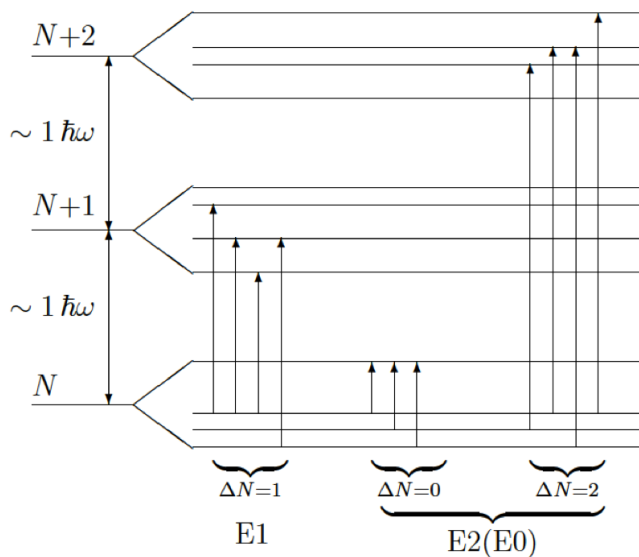


FIGURE 1.2 – Illustration schématique des transitions dipolaire ($E1$), quadripolaire ($E2$) et monopolaire ($E0$) entre les états du modèle en couche. Extrait de [Harakeh 01].

où π_R est la parité de la transition, une transition de multipolarité impaire impose un ΔN impair ($\Delta N = 1, 3, \dots$) et une transition de multipolarité paire un ΔN pair ($\Delta N = 0, 2, \dots$). Nous pouvons noter que par conservation du moment angulaire, la transition d'énergie $0\hbar\omega$ ne donne pas de contribution à l'ISGMR.

Dans ce modèle, nous pouvons voir que l'énergie associée à une vibration correspond à l'énergie entre les deux couches majeures mises en jeu, soit :

$$E \simeq \Delta N \times \hbar\omega = \Delta N \times 41A^{-\frac{1}{3}} \quad (1.12)$$

Enfin, étant donné que l'interaction résiduelle particule-trou est attractive pour une excitation isoscalaire et répulsive pour une excitation isovectorielle, les résonances isoscalaires seront à une énergie légèrement inférieure à l'énergie non perturbée définie dans l'équation 1.12, et les résonances géantes isovectorielles à une énergie légèrement supérieure [Ring 80].

Cette description des résonances géantes permet également de mieux comprendre les différentes contributions à la largeur de ces modes de vibration :

- La largeur inhérente : la résonance géante correspondant à une superposition d'excitations particule-trou, ces états 1p-1t peuvent avoir des énergies différentes et il en résulte un élargissement de la superposition.
- La largeur de décroissance : les énergies mises en jeu sont au dessus du seuil d'émission d'un nucléon, ce qui peut conduire à la décroissance directe ou semi-directe vers le noyau fils à $A - 1$ nucléons, ainsi qu'à un couplage au continuum. Pour que cette largeur soit prise en compte dans les prédictions théoriques, il faut faire des calculs RPA avec traitement exact du continuum.
- La largeur de diffusion : des configurations 2p-2t voire 3p-3t non prises en compte dans les calculs RPA peuvent contribuer à l'excitation.

1.1.4 Distribution de force et règle de somme

La réponse d'un noyau dans son état fondamental $|0\rangle$, sous l'influence d'un opérateur O , est complètement caractérisée par sa distribution de force [Ring 80] :

$$S(E) = \sum_{\nu} \delta(E - E_{\nu}) |\langle \nu | O | 0 \rangle|^2 \quad (1.13)$$

où $|\nu\rangle$ est l'état excité d'énergie E_{ν} .

On définit le moment n de la distribution de force, c'est-à-dire le moment de la distribution de probabilité de transition par :

$$m_n = \int_0^{\infty} S(E) E^n dE = \sum_{\nu} E_{\nu}^n |\langle \nu | O | 0 \rangle|^2 \quad (1.14)$$

Certains de ces moments sont particulièrement intéressants puisqu'ils sont reliés à des propriétés constantes du noyau, on parle alors de "règle de somme". Par exemple pour $n = 1$, le moment m_1 est appelé règle de somme pondérée en énergie (EWSR : Energy Weighted Sum Rule) et ne dépend que des propriétés du noyau dans son état fondamental. Dans le cas de la résonance géante monopolaire, la EWSR vaut :

$$m_1 = \frac{\hbar^2}{2m} A \langle r^2 \rangle \quad (1.15)$$

où m est la masse des A nucléons qui composent le noyau considéré et $\langle r^2 \rangle$ son

rayon carré moyen.

Nous pouvons définir une série d'énergies E_n :

$$E_n = \sqrt{\left(\frac{m_n}{m_{n-2}}\right)} \quad (1.16)$$

qui caractérise la distribution de force. Plus ces E_n coïncident, et plus la distribution de force est concentrée en un pic. L'énergie moyenne de la résonance géante à partir de la distribution de force, est quant à elle donnée par m_1/m_0 .

1.2 Le statut expérimental

1.2.1 Découverte et interprétation

Les résonances géantes ont été observées pour la première fois en 1937 par Bothe et Gentner [[Bothe 37](#)] lors de l'étude de la réaction de photo-absorption $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$. Ils ont observé une section efficace de réaction anormalement élevée, mais n'ont pas donné d'explication. Dix ans plus tard, Baldwin et Klaiber étudient de manière systématique la réaction de photo-absorption, et observent qu'à haute énergie d'excitation, entre 15 et 20 MeV, les noyaux de ^{65}Cu , ^{120}Sn et ^{208}Pb possèdent une grande probabilité d'absorber les photons incidents. Ce pic observé dans la probabilité de photo-absorption est interprété par Goldhaber et Teller en 1948 [[Goldhaber 48](#)] comme une vibration collective du noyau, la résonance géante dipolaire électrique isovectorielle (IVGDR).

1.2.2 Les techniques d'investigation

Choix de la sonde

Les résonances géantes peuvent être excitées par interaction forte, électromagnétique ou faible. Cependant, de par sa faible section efficace de réaction, l'excitation par interaction faible n'est jamais utilisée expérimentalement. La diffusion inélastique de protons, de deutons, de particules α , ou encore d'ions lourds, excite à la

fois le noyau d'étude par interaction forte et par interaction électromagnétique. Mais pour les projectiles¹ les plus légers, l'interaction nucléaire domine.

Les distributions de force de différentes résonances géantes ayant des régions de recouvrement en énergie d'excitation, il convient d'être le plus sélectif possible lors de la réaction, et donc de choisir la sonde la plus adaptée. L'isospin de la sonde utilisée $|\vec{T}_{sonde}|$ est relié à l'isospin de la résonance $\Delta T = |\vec{T}_R|$ par la relation [Khan 10] :

$$0 \leq |\vec{T}_R| \leq 2|\vec{T}_{sonde}| \quad (1.17)$$

Ainsi le deuton ou la particule α dont l'isospin vaut 0, sont particulièrement adaptés pour sonder les résonances géantes isoscalaires ($\Delta T = 0$). La particule α présente un atout supplémentaire, son spin étant égal à 0, elle est encore plus sélective et permet de sonder les résonances géantes isoscalaires électriques ($\Delta T = 0, \Delta S = 0$).

Identification de la multipolarité transférée

Pour chaque couple $(\Delta T, \Delta S)$ dont la nature est donnée par le choix de la sonde, plusieurs transitions ΔL sont possibles en fonction du moment transféré. La multipolarité ΔL excitée dépend de l'énergie incidente. Typiquement les ISGMR, situées entre 15 et 25 MeV, sont observées avec des faisceaux d'énergie à partir de 50 A MeV. Mais afin d'identifier précisément la multipolarité ΔL de la résonance géante excitée, il convient d'étudier la distribution angulaire obtenue lors de la réaction de diffusion inélastique, car cette dernière a une forme caractéristique du moment angulaire transféré. La figure 1.3 présente les distributions angulaires de la réaction $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha')$ à 120 MeV, calculées dans l'approximation DWBA (cette approximation est détaillée au paragraphe 4.2), pour différentes multipolarités.

Nous pouvons remarquer que dans la région des petits angles centre de masse, les sections efficaces mises en jeu sont plus importantes, et la contribution monopolaire ($\Delta L = 0$) se distingue nettement de la contribution quadrupolaire ($\Delta L = 2$). Il est donc intéressant d'étudier ces réactions aux petits angles. Au delà de $\Delta L = 2$, les différences entre les contributions sont moins marquées et il est difficile d'assigner la multipolarité de la transition.

Afin de caractériser la multipolarité des résonances observées lors des expériences, deux méthodes complémentaires sont utilisées lors de l'analyse de données. La première, appelée "Méthode des lorentziennes" dans ce manuscrit, étudie le spectre en énergie d'excitation pour chaque angle de diffusion. Alors que la deuxième,

1. Le noyau étudié composant la cible en cinématique directe.

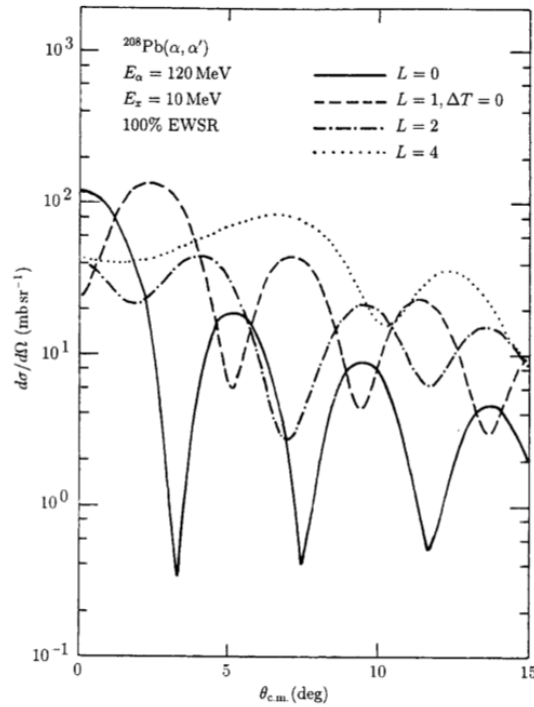


FIGURE 1.3 – Prédications DWBA des sections efficaces différentielles pour la réaction $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha')$ à 120 MeV. Différentes multipolarités épuisant 100% de EWSR sont présentées à une énergie d'excitation arbitraire de 10 MeV. Extrait de [Harakeh 01].

appelée “Analyse par Décomposition Multipolaire” (MDA, Multipole Decomposition Analysis) étudie directement la distribution angulaire des données expérimentales obtenue pour une tranche en énergie d'excitation donnée. Ces méthodes, détaillées au paragraphe 4.3, permettent d'obtenir, de manière indépendante, une caractérisation des résonances géantes observées dans le spectre en énergie d'excitation obtenu expérimentalement.

Le problème du fond

Le principal inconvénient de la diffusion inélastique de hadrons est l'existence d'un fond sous les résonances géantes, appelé *continuum*. Les origines de ce fond sont

diverses et surtout non exhaustivement identifiées : en fonction du projectile utilisé, nous pouvons citer les réactions de pickup/breakup, les réactions de transfert, la diffusion quasi-élastique et les excitations de multipolarité élevées, comme exemples de réactions susceptibles de contribuer à ce fond. L'évaluation de ce fond, dans le but d'isoler les résonances géantes, est un problème récurrent dans l'analyse des données dans les noyaux stables comme instables et génère une incertitude sur la détermination des distributions angulaires et de la distribution de force. La référence [Bertrand 76] discute la façon dont peut être évalué ce fond.

Les dispositifs expérimentaux

Expérimentalement, la méthode de mesure d'une résonance géante diffère selon que l'on souhaite étudier cette dernière dans un noyau stable ou instable.

- Dans un noyau stable, la sonde sera envoyée sur une cible constituée du noyau à étudier : la réaction a lieu en *cinématique directe*.
- Dans un noyau instable, dans l'impossibilité de le produire sous forme de cible, c'est ce dernier qui est envoyé sur une cible, la particule qui sert de sonde compose alors la cible : la réaction a lieu en *cinématique inverse*.

Les propriétés du noyau étant indépendantes du référentiel, nous pouvons travailler dans l'une ou l'autre de ces configurations et il est possible de reconstruire l'énergie d'excitation du noyau d'intérêt suite à la réaction de diffusion inélastique :

- Soit par la méthode de la *masse invariante*, le noyau étudié ou ses produits de désintégrations sont détectés.
- Soit par la méthode de la *masse manquante*, où seule la particule légère est détectée, et l'énergie d'excitation du noyau étudié est reconstruite grâce aux lois de la cinématique à deux corps.

Dans le cadre de l'étude des résonances géantes dans les noyaux instables, donc en cinématique inverse, les deux méthodes peuvent être utilisées. Par exemple, au GSI les résonances géantes isovectorielles sont étudiées par excitation coulombienne et pour cela ils utilisent un dispositif expérimental permettant une mesure par masse invariante. La figure 1.4 présente le dispositif expérimental que cette équipe utilise. L'énergie et l'angle d'émission du produit de désintégration sont mesurés par temps de vol et par perte d'énergie. Les neutrons issus de la désintégration sont détectés dans LAND. L'excitation du noyau avant sa désintégration est ensuite reconstruite en prenant en compte le moment de tous les produits de la réaction, y compris les γ émis par le noyau fils. C'est avec ce dispositif qu'a été mesuré l'IVGDR de manière systématique dans des isotopes d'oxygène riches en neutrons entre $A = 17$ et $A = 22$ [Leistenschneider 01]. La méthode de la masse manquante peut être

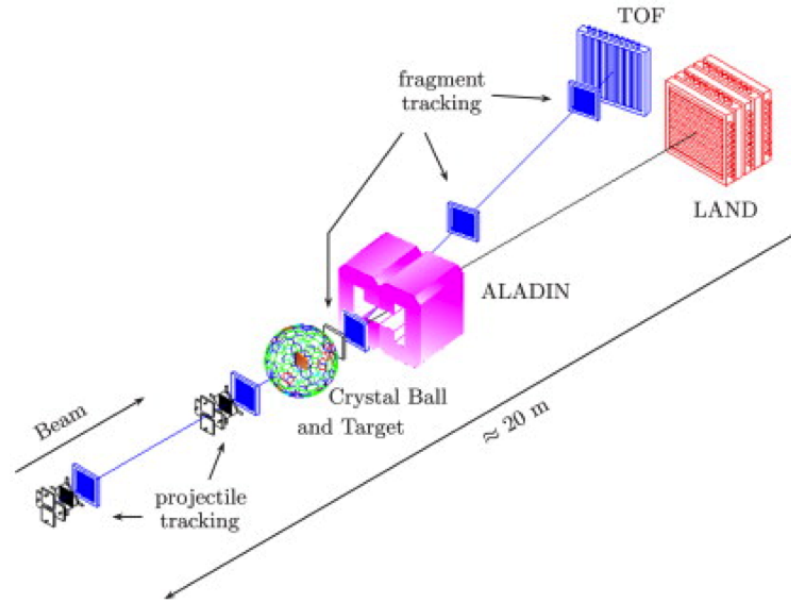


FIGURE 1.4 – *Dispositif expérimental utilisé à GSI pour la mesure de l’IVGDR dans les isotopes d’oxygène entre $A=17$ et $A=22$ par excitation coulombienne sur cible de Pb.*

également utilisée lors de l’étude des résonances géantes dans les noyaux instables. C’est cette méthode qui sera utilisée et détaillée dans ce manuscrit.

Par la suite, nous nous focaliserons sur les résonances isoscalaires électriques.

1.2.3 Les ISGR dans les noyaux stables

Depuis les années 1970, grâce au développement de nouvelles techniques expérimentales, comme par exemple les cyclotrons isochrones délivrant des faisceaux d’énergie supérieure à 30A MeV et de nouveaux détecteurs, les résonances géantes isoscalaires électriques ont largement été étudiées. Nous présentons leurs caractéristiques principales.

La résonance géante quadrupolaire : ISGQR

L'ISGQR est observée pour la première fois en 1971, à la fois dans un spectre de diffusion inélastique d'électrons [Pitthan 71, Fukuda 72] et lors d'une expérience de diffusion de protons [Lewis 72], mais elle ne sera interprétée que quelques années plus tard comme telle. Elle a depuis été observée dans tous les noyaux stables étudiés de masse comprise entre 16 et 238. L'énergie de l'ISGQR est reliée à une quantité fondamentale, la masse effective m^* [Bohigas 79] :

$$E_{ISGQR} = \sqrt{2}\hbar\omega\sqrt{\frac{m}{m^*}} \quad (1.18)$$

La masse effective m^* rend compte de l'effet du milieu sur le nucléon : plus l'interaction est locale, plus la masse effective est grande.

Pour les noyaux composés d'un nombre de nucléons supérieur à ~ 60 , la distribution de force est concentrée en un seul pic en énergie de type gaussien ou lorentzien. En dessous, l'ISGQR est fragmentée. Pour les noyaux lourds, l'énergie d'excitation est bien reproduite par la formule [Harakeh 01] :

$$E_{ISGQR} = 64.7A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (1.19)$$

Dans la région de masse $40 \leq A \leq 90$ où la séparation entre les centroïdes de l'ISGMR et de l'ISGQR devient difficile, l'énergie de l'ISGQR est légèrement inférieure. La distribution de force obtenue expérimentalement pour l'ISGQR épuise 100% de la EWSR dans les noyaux lourds $A \geq 90$, et de l'ordre de 60% dans les noyaux plus légers.

La résonance géante monopolaire : ISGMR

L'ISGMR a été observée la première fois en 1977 lors de la diffusion inélastique de particule α sur les noyaux de ^{206}Pb , ^{208}Pb , ^{197}Au et ^{209}Bi [Harakeh 77]. Cette structure a été définitivement attribuée à une transition $\Delta L = 0$ par Youngblood *et al.* [Youngblood 77]. L'énergie de l'ISGMR est liée au module d'incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ , ce point sera détaillé au paragraphe 1.3.1. Les différentes expériences sur les noyaux stables ont montré que pour les noyaux composés d'un nombre de nucléons supérieur à 90, la distribution de force est concentrée en une

gaussienne dont le centroïde suit approximativement la loi suivante [Harakeh 01] :

$$E_{ISGMR} = 80A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (1.20)$$

et dans les noyaux plus légers, la distribution de force est fragmentée. Expérimentalement la EWSR est épuisée pour les noyaux avec $A \geq 90$, et n'est pas toujours épuisée dans sa totalité pour les noyaux plus légers.

La résonance géante dipolaire : ISGDR

Lors de l'interprétation macroscopique des résonances géantes, il avait été mentionné que l'ISGDR correspondait à une simple translation du noyau au premier ordre. Il s'agit donc ici de regarder ce qui se passe au second ordre. Nous avons vu précédemment que la GDR pouvait être interprétée microscopiquement comme une superposition d'états particule-trou $1\hbar\omega$ et $3\hbar\omega$. La partie basse énergie ($1\hbar\omega$) a été observée par Poelhekkens *et al.* au début des années 1990 [Poelhekkens 92]. Cette partie de la force serait une résonance non-collective, dont la nature toroïdale, suggérée par Bastrukov *et al.* [Bastrukov 93], pourrait être confirmée expérimentalement par des réactions (e, e') . La plupart de la force de l'ISGDR réside dans le mode $3\hbar\omega$ qui est vu macroscopiquement comme une compression anisotrope du noyau appelée "squeezing mode". Ce mode comporte deux noeuds de vibration dont un situé au centre du noyau comme l'ISGMR. Il a été observé en 1997 par Davis *et al.* [Davis 97], lors de l'étude de la diffusion inélastique de particule α de 200 MeV sur ^{208}Pb . Le centroïde de l'ISGDR peut, comme l'ISGMR, être relié au module d'incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ (§ 1.3.1). Les différentes expériences réalisées depuis ont montré que le centroïde de la partie haute énergie de l'ISGDR suit la loi :

$$E_{ISGDR} = 100 - 120A^{-1/3} \text{ MeV} \quad (1.21)$$

et sa largeur est de l'ordre de 10 MeV. Pour les noyaux étudiés, le pourcentage de EWSR épuisé était de 100%.

Les résonances géantes isoscalaires ont été étudiées dans de nombreux noyaux stables. Par exemple, l'équipe de l'Université de Notre Dame aux Etats-Unis a récemment étudié les ISGR dans les Sn [Li 10] par diffusion de particules α à 400 MeV, ou encore l'équipe de l'Université du Texas A&M aux Etats-Unis également étudiée

les ISGR dans les noyaux de masse $A=56$ à 60 [Lui 06] par diffusion de particules α à 240 MeV. La figure 1.5 présente les résultats obtenus par cette dernière équipe dans le ^{58}Ni .

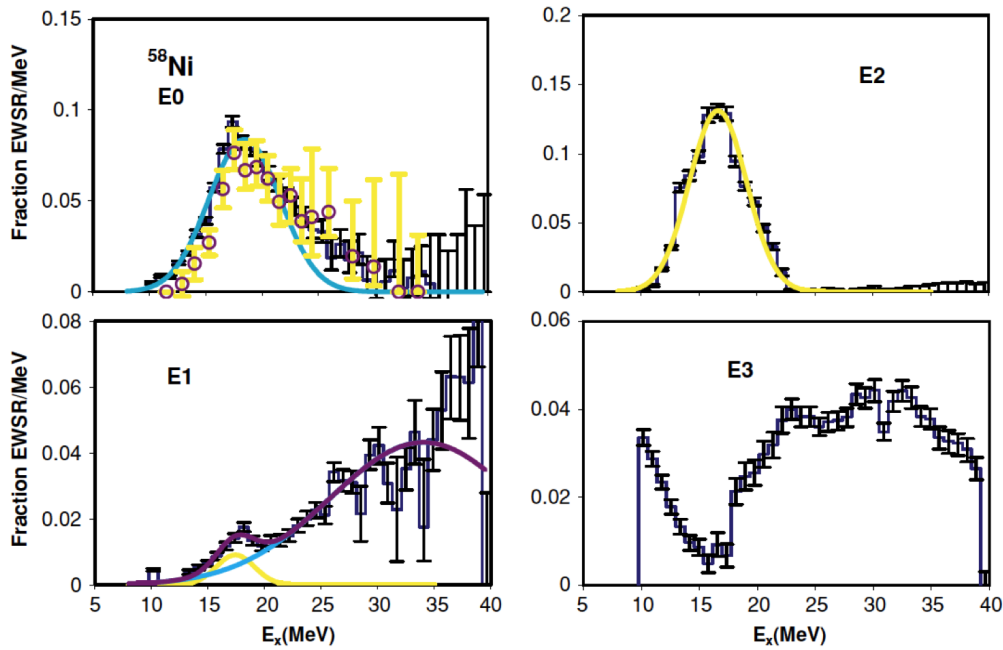


FIGURE 1.5 – Distribution de force obtenue dans le ^{58}Ni en histogramme. Les barres d’erreur correspondent aux incertitudes sur l’ajustement des distributions angulaires et sur les différents choix du continuum. Les cercles correspondent aux résultats obtenus par la même équipe lors d’une précédente analyse [Lui 00]. Extrait de [Lui 06].

Nous pouvons constater que les données ont été ré-analysées par cette même équipe. En effet l’estimation du fond, la prise en compte de plusieurs multipolarités sur de larges gammes en énergie sont des exemples de difficulté d’analyse qui conduisent à des résultats associés à de fortes incertitudes, y compris dans les noyaux stables.

Les résonances “soft”

Des expériences plus récentes ont montré l’existence d’une résonance dipolaire de plus basse énergie dans les noyaux riches en neutrons appelée résonance pygmée

dipolaire (PDR). Nous pouvons mentionner les travaux menés dans les noyaux instables par Aumann *et al.* dans la chaîne isotopique des oxygènes [Aumann 99], ou bien ceux de Gibelin *et al.* [Gibelin 08] dans le ^{26}Ne au RIKEN. La collectivité, la nature isoscalaire/isovectorielle ou encore l’existence de tels modes pour d’autres multipolarités sont actuellement en discussion [Roca-Maza 12]. Savran *et al.* [Savran 06] ont quant à eux étudié dans les noyaux stables la nature isoscalaire et isovectorielle de cette résonance pygmée dipolaire. Ces résonances dites “soft” de basse énergie n’ont à l’heure actuelle pas été observées pour d’autres multipolarités dans les noyaux stables comme instables.

1.2.4 Première mesure de ISGR dans un noyau instable

A l’heure actuelle une seule mesure de résonance géante isoscalaire électrique a été réalisée dans un noyau instable. Monrozeau *et al.* [Monrozeau 08] ont mesuré l’ISGMR et l’ISGQR dans le ^{56}Ni , isotope de Ni déficient en neutrons, en étudiant la réaction de diffusion inélastique en cinématique inverse $^{56}\text{Ni}(d, d')^{56}\text{Ni}^*$ avec la cible active MAYA. La figure 1.6 présente le spectre en énergie d’excitation obtenu. Le centroïde de l’ISGMR a été mesuré à 19.3 ± 0.5 MeV, épuisant $136 \pm 27\%$ de la

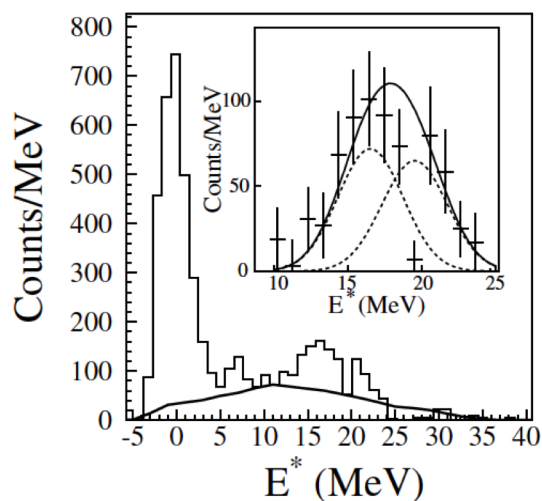


FIGURE 1.6 – Spectre en énergie d’excitation du ^{56}Ni obtenu par diffusion inélastique de deuton $^{56}\text{Ni}(d, d')^{56}\text{Ni}^*$ à 50A MeV corrigé de l’efficacité géométrique. Extrait de [Monrozeau 08].

EWSR. Concernant l'ISGQR, le centroïde a été mesuré à 16.2 ± 0.5 MeV, et elle épuise $76 \pm 13\%$ de la EWSR. La figure 1.7 présente la distribution de force qui avait été obtenue pour l'ISGQR et pour l'ISGMR.

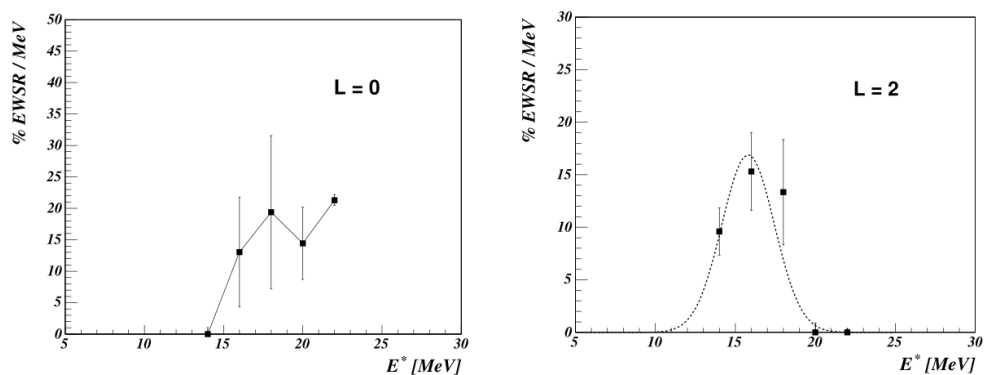


FIGURE 1.7 - *Pourcentage de EWSR épuisé dans le ^{56}Ni dans la réaction $^{56}\text{Ni}(d, d')^{56}\text{Ni}^*$ à 50A MeV. A gauche : par la multipolarité $L = 0$. A droite : par la multipolarité $L = 2$. Extrait de [Monrozeau 08].*

C'est la continuité de cette étude, mais cette fois-ci du côté riche en neutrons, qui est proposée dans ce manuscrit.

1.3 Le statut théorique

1.3.1 ISGMR et incompressibilité de la matière nucléaire

Equation d'état de la matière nucléaire

La matière nucléaire est définie comme un milieu infini sans interaction coulombienne. L'équation d'état de la matière nucléaire caractérise les propriétés de cette matière soumise à des conditions extrêmes de température, de densité ρ , et d'asymétrie $\delta = (N - Z)/A$, où A est le nombre de nucléons, Z le nombre de protons et N le nombre de neutrons. Les caractéristiques de la matière nucléaire obtenues expérimentalement permettent de contraindre l'équation d'état. De plus, l'étude de ces systèmes est intéressant d'un point de vue astrophysique car par exemple les étoiles à neutrons sont composées de cette matière nucléaire : la densité est censée évoluer de $5\rho_0$ ($\rho = 0.16 \text{ fm}^{-3}$) au centre de l'étoile à $10^{-4}\rho_0$ en sa périphérie au niveau de l'écorce externe.

L'équation d'état de la matière nucléaire est donnée par la variation de l'énergie de liaison E/A en fonction de la densité ρ . La figure 1.8 montre différentes équations d'état pour différentes asymétries δ . L'équation d'état présente un minimum appelé point de saturation. Dans le cas de la matière symétrique, à la densité de saturation $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$, l'énergie de liaison à la saturation vaut $E_0/A = -16 \pm 1 \text{ MeV}$. Il y a très peu de données expérimentales concernant les grandeurs liées à l'équation d'état. Les seules données connues se réfèrent à la matière symétrique ou proche de la symétrie, et concernent essentiellement les coordonnées du minimum de la courbe. Il est important d'avoir des informations sur l'équation d'état au voisinage de la saturation, comme par exemple la courbure de E/A en fonction de la densité ρ . Cette courbure est définie par le module d'incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ .

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \left. \frac{d^2 E}{d\rho^2} \frac{1}{A} \right|_{\rho=\rho_0, \delta=0} \quad (1.22)$$

De manière générale il est nécessaire d'étudier cette courbure non pas uniquement pour la matière symétrique, mais également en fonction de l'asymétrie.

Une petite valeur de K_∞ conduit à une équation d'état dite "douce", et une grande valeur de K_∞ à une équation d'état "dure". Ce paramètre est important pour décrire les étoiles à neutrons et le mécanisme d'explosion des supernovae, notamment pour $\rho \gg \rho_0$.

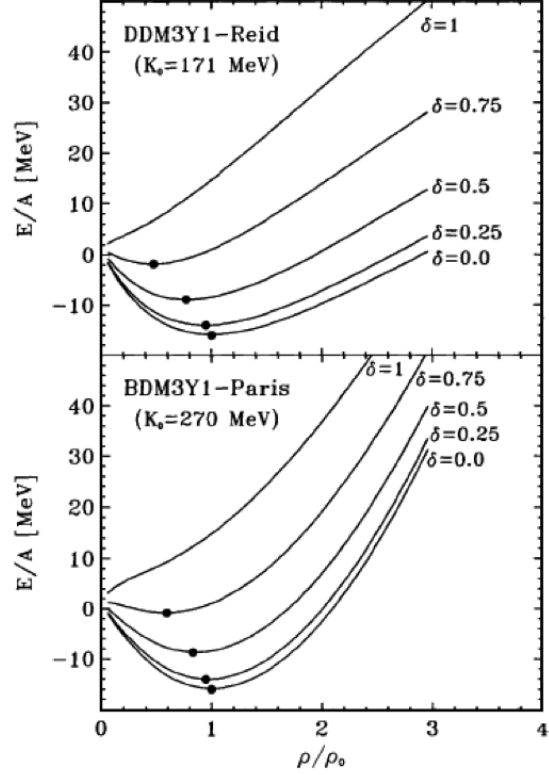


FIGURE 1.8 – Equations d’état de la matière nucléaire en fonction de l’asymétrie $\delta = (N - Z)/A$, calculées pour deux interactions nucléon-nucléon M3Y. En haut : pour une valeur du module d’incompressibilité $K_\infty = 171$ MeV. En bas : pour $K_\infty = 270$ MeV. Extrait de [Khoa 96].

Contraindre K_∞

Le module d’incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ est une quantité qui, même si elle ne se mesure pas directement, est liée au centroïde de l’ISGMR. Ce dernier peut être exprimé en fonction du module d’incompressibilité K_A du noyau [Blaizot 80] :

$$E_{ISGMR} = \sqrt{\frac{\hbar^2 K_A}{m \langle r^2 \rangle}} \quad (1.23)$$

où m est la masse d'un nucléon et $\langle r^2 \rangle$ le rayon carré moyen du système dans l'état fondamental. Le lien entre K_∞ et K_A peut être établi par deux approches différentes :

- Approche macroscopique. Les propriétés d'un noyau, de taille finie, ne peuvent pas être directement reliées au K_∞ , qui par définition correspond à la matière infinie. Afin de corriger cet effet, un développement du type goutte liquide est possible. Nous pouvons alors corriger les effets de taille finie du noyau grâce à des termes de volume, de surface, d'isospin... pour en déduire le module d'incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ . Le module d'incompressibilité du noyau peut s'écrire sous la forme suivante [Treiner 81] :

$$K_A = K_{vol} + K_{surf}A^{-1/3} + K_{sym}\delta^2 + K_{coul}\frac{Z^2}{A^{4/3}} \quad (1.24)$$

où δ correspond à l'asymétrie définie précédemment. Les différents paramètres de volume, de surface, de symétrie et coulombien (K_{vol} , K_{surf} , K_{sym} , K_{coul}) sont ajustés sur les données expérimentales, et le module d'incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ est identifié à K_{vol} . Cependant cette approche présente certains problèmes : la relation entre K_∞ et K_{vol} dépend du modèle utilisé et n'est pas valable pour toutes les masses, il serait nécessaire d'introduire un terme supplémentaire de courbure $K_{curv}A^{-2/3}$, et enfin Pearson [Pearson 91] puis Blaizot [Blaizot 95] ont montré que l'on pouvait parfaitement reproduire les données expérimentales avec trois paramètres (K_{surf} , K_{sym} , K_{coul}), tout en ayant une valeur de K_{vol} variant entre 100 et 400 MeV.

- Approche microscopique. Le principe est le suivant : à partir d'une fonctionnelle qui reproduit bien les propriétés du noyau dans son état fondamental (énergie de liaison, taille...), c'est-à-dire à partir d'une interaction nucléon-nucléon avec une paramétrisation de type Skyrme ou Gogny par exemple, nous pouvons d'une part calculer le centroïde de l'ISGMR à partir d'un calcul type Hartree-Fock contraint ou RPA, et d'autre part en prédire la relation entre l'énergie par nucléon et la densité, c'est-à-dire l'équation d'état de la matière nucléaire. Dans la référence [Monrozeau 07], Monrozeau dresse un tableau des différentes prédictions de K_∞ . Ces différentes prédictions de K_∞ ne s'accordent pas en fonction de l'interaction nucléon-nucléon utilisée et des calculs effectués (approche relativiste ou non-relativiste). De plus, il n'existe pas à l'heure actuelle de fonctionnelle qui reproduise à la fois les données expéri-

mentales dans les Pb et les Sn. La valeur de K_∞ est donnée avec les barres d'erreur suivantes [Blaizot 80, Ma 01, Colò 04, Li 08, Khan 09] :

$$K_\infty = 230 \pm 40 \text{ MeV} \quad (1.25)$$

En particulier dans la référence [Colò 04], Colò *et al.* montre qu'il est possible de trouver différentes fonctionnelles reproduisant bien les centroïdes des ISGMR dans le Pb tout en donnant des valeurs de K_∞ différentes, et explique que la dépendance en densité de la fonctionnelle influe sur la détermination du K_∞ .

Remise en question du lien ISGMR/ K_∞

Ce dernier constat, concernant la difficulté à contraindre K_∞ précisément, a conduit Khan *et al.* [Khan 12, Khan 13] à introduire un nouveau lien entre l'énergie de l'ISGMR et le K_∞ . Ce paragraphe détaille cette nouvelle approche.

Jusqu'à présent l'énergie de l'ISGMR permettait de sonder l'incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ en considérant la matière composant le noyau comme étant à la densité de saturation ρ_0 . Or un calcul de la densité de nucléons dans le ^{208}Pb permet de montrer que 2/3 des nucléons composant ce noyau sont situés en surface et ne sont pas à la densité de saturation ρ_0 mais à une densité inférieure. Si la majorité des nucléons composant le noyau dont nous étudions l'ISGMR ne sont pas à la densité de saturation, cela signifierait que l'énergie de l'ISGMR mesurée serait liée à une incompressibilité dépendante de la densité $K(\rho)$ et non à l'incompressibilité à la saturation K_{ρ_0} .

La figure 1.9 présente la dépendance entre ce $K(\rho)$ et la densité ρ pour différentes fonctionnelles. On peut observer qu'il existe un point de croisement pour toutes ces prédictions. Ce point a pour coordonnée $\rho_{crossing} \simeq 0.11 \text{ fm}^{-3}$ et correspond à la densité moyenne de nucléons dans un noyau. Au premier ordre, il est possible d'écrire autour de $\rho_{crossing}$:

$$K(\rho) = K_{crossing} + \left. \frac{dK}{d\rho} \right|_{\rho=\rho_{crossing}} (\rho - \rho_{crossing}) \quad (1.26)$$

et on note :

$$M = 3\rho_{crossing} \left. \frac{dK}{d\rho} \right|_{\rho=\rho_{crossing}} \quad (1.27)$$

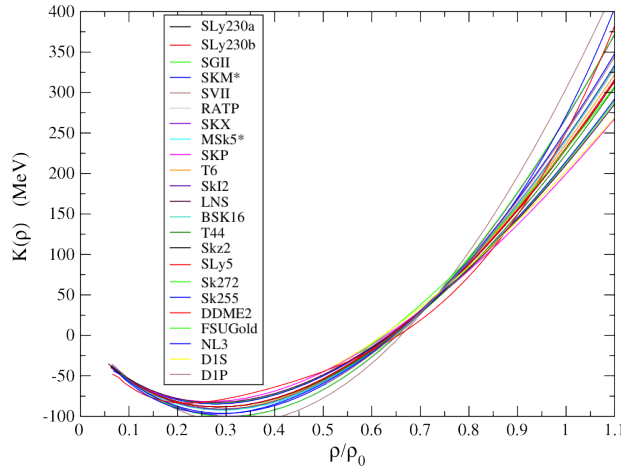


FIGURE 1.9 – Incompressibilité calculée pour différentes fonctionnelles, montrant la densité d'intersection autour de $0.7\rho_0 \simeq 0.11 \text{ fm}^{-3}$. Extrait de [Khan 12].

Ce serait cette valeur M qui serait d'abord sondée par l'ISGMR. La figure 1.10 représente l'énergie de l'ISGMR en fonction de ce paramètre M pour différentes fonctionnelles. Cette approche a permis d'observer que la dispersion en M pour les

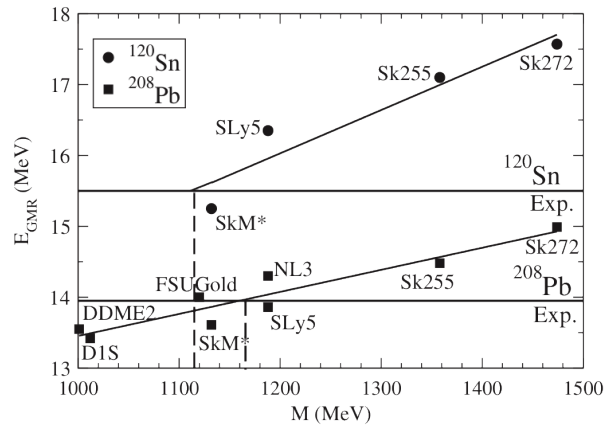


FIGURE 1.10 – Centroïde de l'ISGMR dans le ^{208}Pb et dans le ^{120}Sn calculé par la méthode Hartree-Fock contraint en fonction de la valeur M pour différentes fonctionnelles. Extrait de [Khan 12].

différentes fonctionnelles, dans le ^{208}Pb d'une part et dans le ^{120}Sn d'autre part, est plus petite qu'en K_∞ . D'avantage de données expérimentales sur une plus large gamme en densité, ainsi que pour des asymétries différentes, sont nécessaires pour poursuivre cette étude.

1.3.2 Les prédictions

Dans les noyaux stables, les résonances géantes ont été largement étudiées et caractérisées. Pour ce qui est des noyaux instables voire exotiques, les résonances géantes sont peu connues à l'heure actuelle même si des calculs théoriques prédisent déjà leur comportement loin de la vallée de stabilité. La référence [Paar 07], présente une revue des résultats théoriques et expérimentaux.

Nous présentons dans les figures 1.11 et 1.12 suivantes les prédictions concernant la GMR et la GQR dans la chaîne isotopique des Ni [Terasaki 06]. D'après ces prédictions dans la chaîne isotopique des Ni, des phénomènes nouveaux de plus basse énergie apparaîtraient à partir du ^{80}Ni pour la multipolarité $L = 0$. Quant à l'ISGQR, l'énergie diminuerait par rapport à la systématique des noyaux stables quand l'asymétrie augmente, et sa largeur augmenterait.

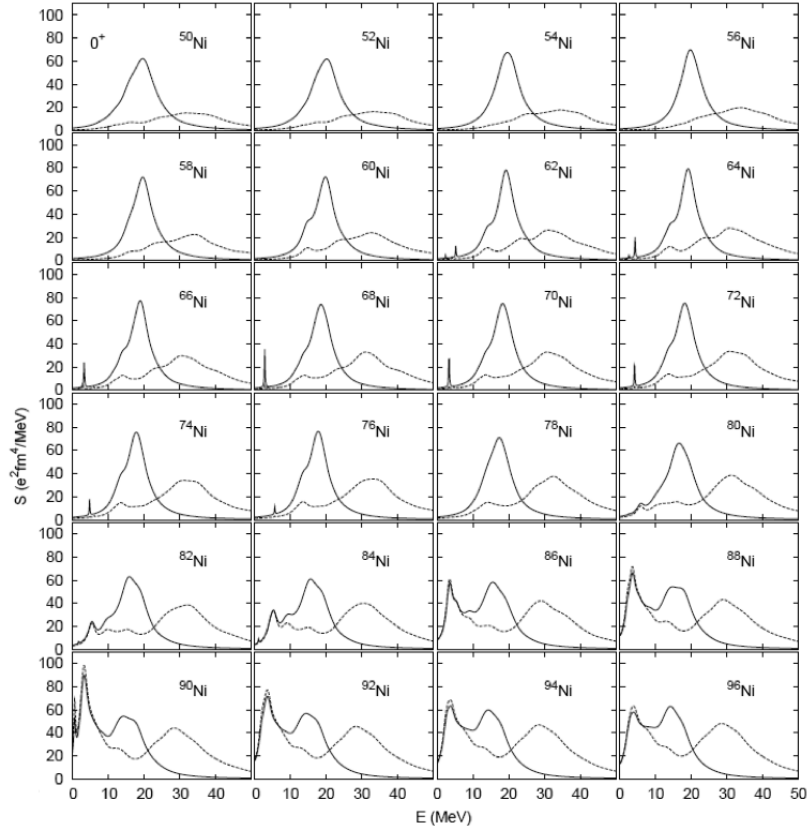


FIGURE 1.11 – *Distribution de force $L = 0$ isoscalaires (traits pleins) et isovectorielles (traits pointillés) de la chaîne isotopique des Ni. Calcul extrait de [Terasaki 06], réalisé en QRPA avec l'interaction SkM.*

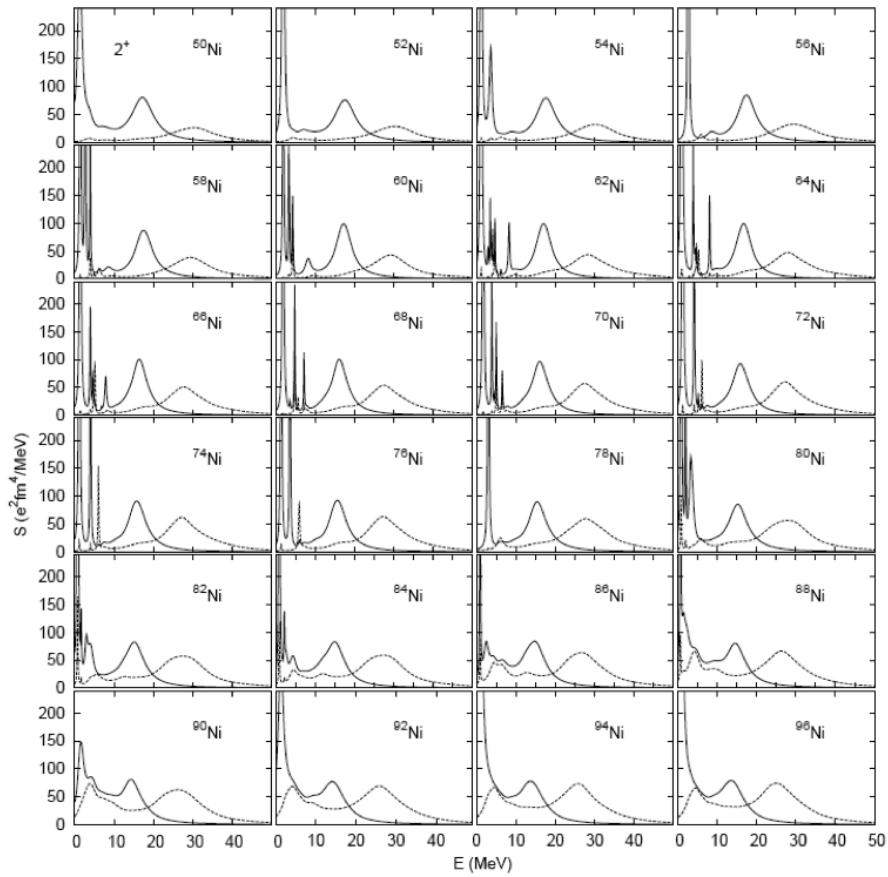


FIGURE 1.12 – Mêmes figures que 1.11 pour $L = 2$. Extrait de [Terasaki 06].

1.3.3 Soft monopole

D'après les travaux de Capelli *et al.* [Capelli 09] puis de Khan *et al.* [Khan 11], au delà de la prédiction en force et en énergie de l'ISGMR, les auteurs prédisent aussi la présence d'un mode à plus basse énergie dans les Ni riches en neutrons. La figure 1.13 et 1.14 présente ces prédictions.

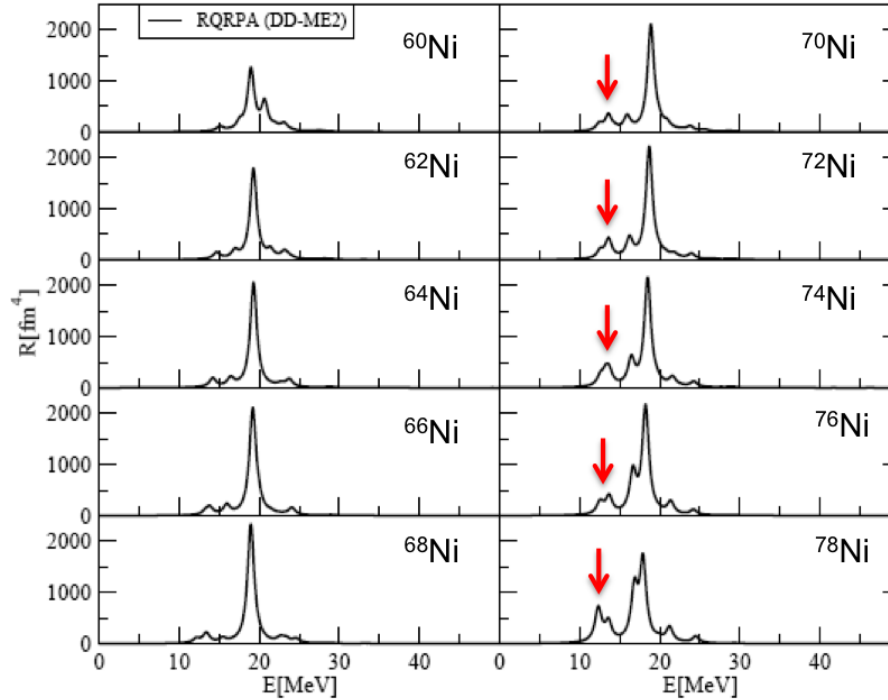


FIGURE 1.13 – Réponse monopolaire pour les isotopes de $^{60-78}\text{Ni}$ ayant un nombre pair de nucléons, calculée par un modèle RHB-RQRPA avec la fonctionnelle DD-ME2. Extrait de [Khan 11].

Ce mode isoscalaire monopolaire de plus basse énergie, est prédit comme peu collectif. Il est prédit à la fois par des modèles relativistes et non relativistes de RPA.

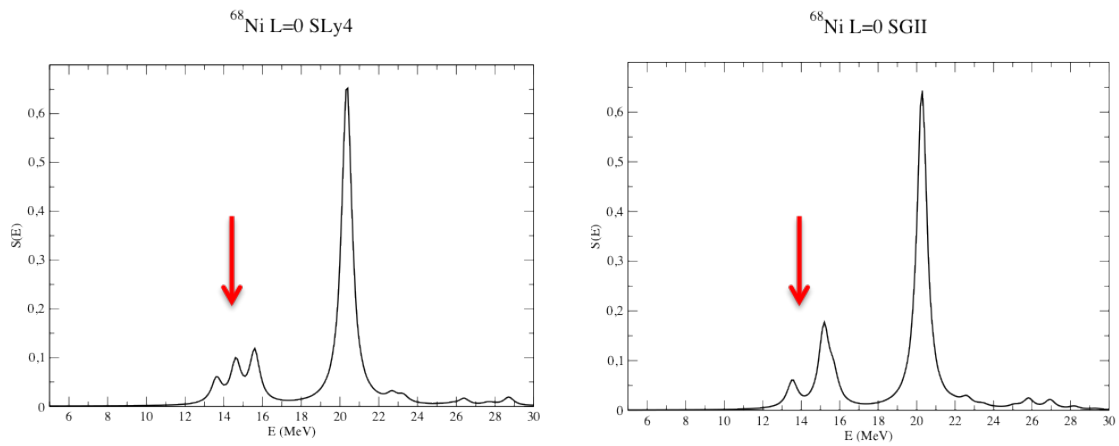


FIGURE 1.14 – *Distribution de force pour l'ISGMR dans le ^{68}Ni issue d'un calcul Skyrme-RPA avec la fonctionnelle SLy4 (à gauche) et SGII (à droite). Extrait de [Khan 11].*

Pour conclure ce chapitre, nous avons vu différentes prédictions théoriques liées à l'étude des résonances géantes et particulièrement à l'ISGMR. L'évolution de l'incompressibilité de la matière nucléaire en fonction de l'asymétrie est un axe de recherche important qui permettrait de mieux comprendre la nature d'objets tels que les étoiles à neutrons. Des études expérimentales le long des chaînes isotopiques, comme celle dans les Sn [Li 10], y compris dans les noyaux exotiques, sont nécessaires pour étudier :

- La dépendance en isospin et le centroïde de l'ISGMR dans un premier temps.
- Affiner notre compréhension du lien entre le centroïde de l'ISGMR et l'incompressibilité de la matière infinie dans un deuxième temps en passant par l'étude du paramètre M .

Sur un autre aspect théorique, la prédiction de résonances "soft" monopoles isoscalaires de basse énergie, prédites mais jamais observées, fournit un argument supplémentaire pour étudier un Ni riche en neutrons. Il s'agirait d'un mode peu collectif par rapport à l'ISGMR, au même titre que les résonances pygmées dipolaires observées dans les noyaux riches en neutrons épuisent une faible partie de la force dipolaire en comparaison à la IVGDR. D'un point de vue expérimental, nous disposons d'une unique mesure à l'heure actuelle de l'ISGMR et l'ISGQR dans un noyau instable : le ^{56}Ni [Monrozeau 08]. Ce noyau est situé du côté de la drip-line proton. Associé aux données expérimentales obtenues dans les Ni stables [Lui 06], il devient intéressant de poursuivre l'étude de cette chaîne isotopique des Ni. Nous avons donc décidé d'étudier les ISGR et en particulier l'ISGMR dans le ^{68}Ni , situé quatre neutrons au delà de la stabilité. La figure 1.15 présente la carte des noyaux dans la région des Ni.

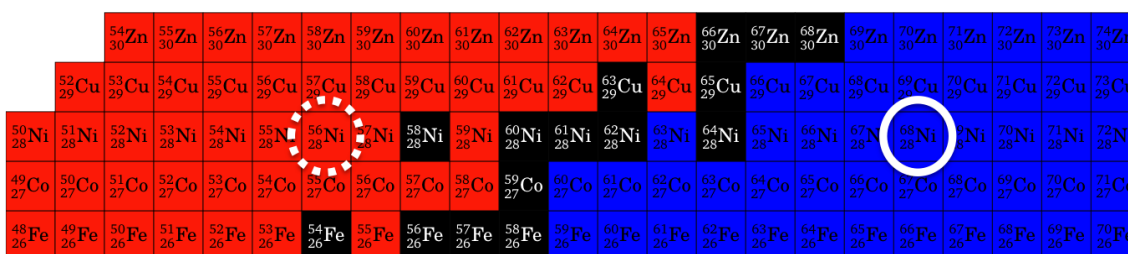


FIGURE 1.15 – Carte des noyaux dans la région des Ni. Encerclé en trait plein le ^{68}Ni , notre noyau d'étude. En pointillés le ^{56}Ni étudié par Monrozeau et al. [Monrozeau 08].

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Réactions étudiées et dispositif expérimental

2.1.1 Choix de la réaction et contraintes expérimentales

Dans le cadre de l'étude des noyaux exotiques, il est possible de produire les faisceaux par fragmentation [Blumenfeld 13]. Nous sommes alors contraints de travailler avec des taux de production plus faibles que pour les noyaux stables, et d'utiliser la cinématique inverse. Il faut donc adapter les dispositifs expérimentaux de manière à avoir le taux de réaction d'intérêt le plus important possible.

Réaction de diffusion inélastique

Afin d'étudier les résonances géantes ISGMR et ISGQR dans le ^{68}Ni , les sondes isoscalaires deuton et alpha aux alentours de 65A MeV sont particulièrement adaptées [Harakeh 01]. Pour comparaison, ces énergies correspondent à un deuton de 130 MeV et à un alpha de 260 MeV en cinématique directe. Nous avons donc étudié les réactions de diffusion inélastique $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$ et $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$. Nous verrons qu'il est plus intéressant de travailler avec la cible d'alpha car la section efficace de réaction est plus importante (fig 2.1) et il y a moins de réactions parasites.

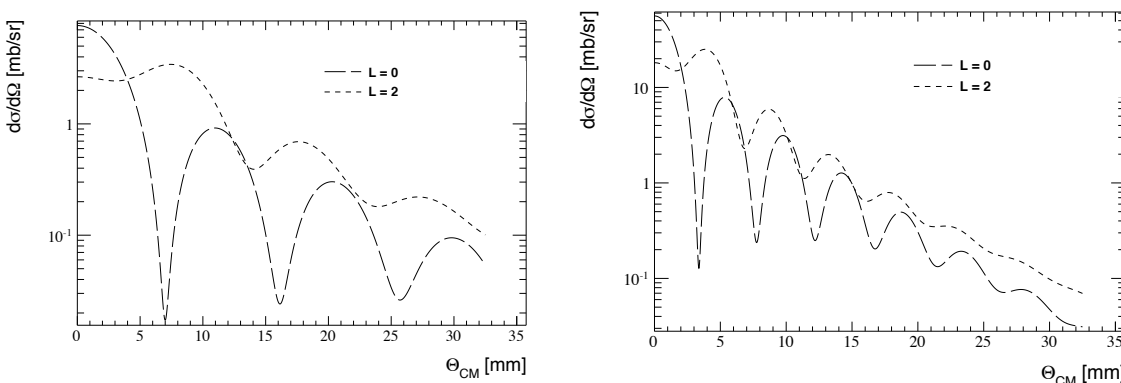


FIGURE 2.1 – Prédications DWBA des sections efficaces différentielles. A gauche : pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$ à 50A MeV pour une énergie d'excitation de 21 MeV pour l'ISGMR et 15 MeV pour l'ISGQR. A droite : la même chose pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$.

En effet, lors de l'utilisation d'une cible de deutons, la réaction de breakup [Ridikas 00] est difficilement séparable de la réaction de diffusion inélastique et

produit un bruit de fond conséquent dans le spectre en énergie d'excitation du noyau d'intérêt. Il faut noter que l'utilisation d'un gaz d'hélium pour avoir une cible d'alphas, nécessite cependant l'ajout d'un *quencher* [Leo 10]. Ceci sera discuté au paragraphe 2.1.2.

Contraintes expérimentales

Sur la figure 2.1, on voit que l'ISGMR a une section efficace piquée à 0° dans le référentiel du centre de masse, et chute rapidement. Au contraire l'ISGQR est relativement constante jusqu'au deuxième maximum de l'ISGMR. Etant donné ces sections efficaces, la zone d'intérêt s'étend donc de 0° à 7° dans le référentiel du centre de masse pour la réaction sur deuton et de 0° à 3° pour la réaction sur alpha. La figure 2.2 présente l'énergie de la particule de recul (deuton ou alpha) en fonction de l'angle de la réaction dans le laboratoire pour chacune des réactions de diffusion inélastique sur les deux sondes à 0 MeV, 15 MeV, 20 MeV d'énergie d'excitation du ^{68}Ni . La figure est focalisée sur les petits angles dans le référentiel du centre de masse.

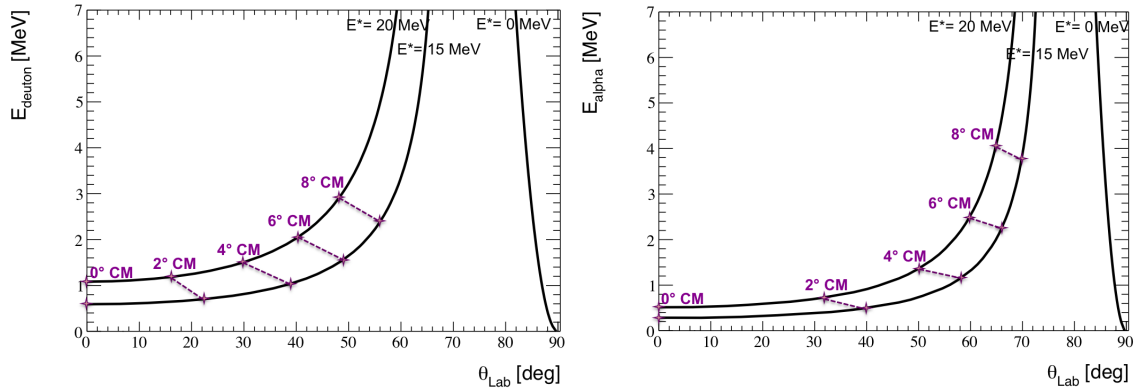


FIGURE 2.2 – *A gauche* : cinématique de la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$ à $50A\text{ MeV}$ dans le référentiel du laboratoire. *A droite* : la même chose pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$.

On peut voir que les petits angles correspondent à de faibles énergies pour le deuton ou l'alpha de recul (entre 500 keV et 1.5 MeV). Le détecteur doit donc avoir un seuil de détection bas, et afin que la particule de recul puisse sortir de la cible, il faut que cette dernière soit suffisamment fine tout en permettant un taux de comptage suffisant malgré la faible section efficace. De plus, on peut voir sur cette

figure que la zone d'intérêt correspond à une région entre 0° et 45° dans le référentiel du laboratoire pour la mesure de l'ISGMR. Le but étant de reconstruire la totalité du spectre en énergie d'excitation du ^{68}Ni en incluant le pic élastique, le système de détection doit couvrir entre 0° et 90° dans le référentiel du laboratoire. Il faut donc un détecteur couvrant un grand angle solide.

Comme discuté précédemment, la sonde isoscalaire alpha présente plus d'avantages que la sonde deuton. Cependant, nous pouvons remarquer que la section efficace de l'ISGMR prédite pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$ chute beaucoup plus rapidement que pour la réaction sur cible de deutons. Ainsi les alphas de recul d'intérêt pour la mesure de l'ISGMR auront une énergie inférieure à 600 keV, valeur proche du seuil de détection de MAYA (400 keV). Dix unités de temps (1 Unité de Temps = 8 h) ont donc été consacrées à la réaction sur cible de deutons afin d'assurer la prise de données dans les mêmes conditions expérimentales que pour l'expérience $^{56}\text{Ni}(d, d')^{56}\text{Ni}^*$ [Monrozeau 07], et 7 unités de temps pour la réaction sur cible d'alphas.

2.1.2 Le dispositif expérimental

Afin de satisfaire le plus de contraintes expérimentales possibles, le détecteur MAYA a été utilisé pour cette expérience. MAYA est un détecteur gazeux et plus précisément une cible active, ce qui signifie que le gaz sert à la fois de cible et de gaz de détection. Les avantages de cette cible active sont la couverture en angle solide proche de 4π , et l'épaisseur de cible : le nombre de centres diffuseurs de deutérium est équivalent à une cible solide de CD_2 de 10 mg/cm^2 . MAYA est donc particulièrement adapté à cette expérience. Le principe de fonctionnement de MAYA sera décrit en détails au paragraphe 2.3.1.

La pression a été choisie pour chacun des deux gaz de sorte que les particules de recul aux énergies d'intérêt, c'est-à-dire jusqu'à 3 MeV pour les deutons et jusqu'à 2 MeV pour les alphas, s'arrêtent dans MAYA ou bien dans les siliciums situés sur la face arrière de MAYA. La figure 2.3 présente la distance parcourue par la particule de recul en fonction de la pression pour les deux cibles. En gaz de deutons, nous souhaitons adapter la pression pour la mesure de l'ISGMR, c'est-à-dire pour la détection de deutons de très basses énergies de recul (1 MeV). Il fallait donc dilater la gamme des traces que nous souhaitons récupérer, afin que les traces courtes fassent quelques cm. Des deutons diffusés parcourant jusqu'à 40 cm, sont arrêtés soit dans MAYA, soit dans les siliciums pour les plus longues traces. Nous avons donc utilisé un gaz de deutérium D_2 à 1 atm lors de la première partie de l'expérience.

2.1. Réactions étudiées et dispositif expérimental

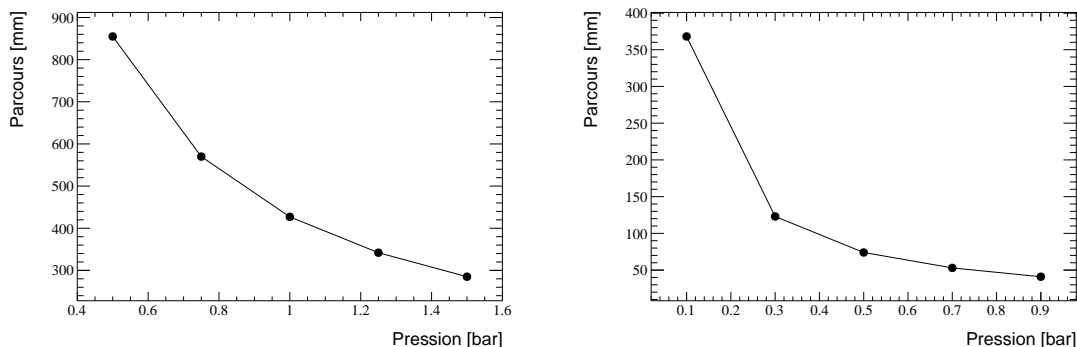


FIGURE 2.3 – *A gauche* : distance parcourue par un deuteron de 3 MeV dans un gaz pur de deutérium en fonction de la pression. *A droite* : distance parcourue par un alpha de 2 MeV dans un gaz (95%He + 5%CF₄) en fonction de la pression.

Un gaz d'hélium pur à ces pressions ne permet pas un fonctionnement adapté [Leo 10], c'est pour cela que nous avons utilisé un mélange d'hélium et de CF₄, qui joue ici le rôle de *quencher*. Il est ajouté dans des proportions telles qu'il limite efficacement les claquages tout en n'introduisant pas une contamination trop importante. La figure 2.4 présente l'évolution de la distance parcourue par un alpha de 2 MeV en fonction du pourcentage de CF₄ dans un mélange (He + CF₄) à 500 mbar. Avec la cible d'alphas, nous souhaitons adapter la pression pour la mesure de l'ISGQR, c'est-à-dire pour des énergies d'alphas de recul d'environ 1.8 MeV. Il était alors moins nécessaire d'avoir une grande gamme de longueur de traces. Des alphas parcourant une dizaine de cm sont arrêtés essentiellement dans MAYA, et dans les siliciums pour les réactions ayant eu lieu à la fin de la zone de détection. Nous avons donc choisi de travailler avec un gaz (95%He + 5%CF₄) à 500 mbar dans la deuxième partie de l'expérience.

Il faut noter que c'était la première fois que MAYA était utilisé avec un mélange à base d'hélium pour étudier des réactions sur particule d'alpha. Nous avons vu que pour observer l'ISGMR, il fallait détecter des alphas de recul aux énergies proches du seuil de détection de MAYA, nous étions donc aux limites d'utilisation de cette cible active.

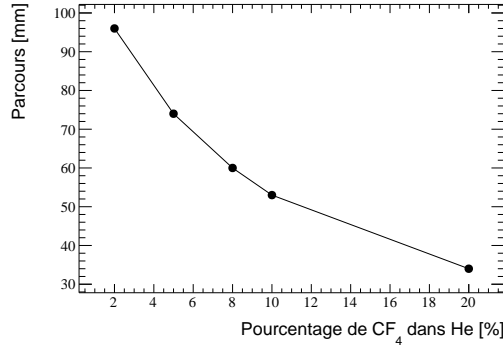


FIGURE 2.4 – Distance parcourue par une particule alpha de 2 MeV dans un mélange He+CF₄ à la pression de 500 mbar en fonction du pourcentage de CF₄ dans l'hélium.

2.2 Production du faisceau de ⁶⁸Ni

2.2.1 Les faisceaux radioactifs au GANIL

Notre expérience a été réalisée en septembre 2010 au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds). Un schéma des salles de production et d'accélération du faisceau, ainsi que des salles d'expériences au GANIL est présenté en figure 2.5.

Au GANIL, des expériences sont réalisées sur faisceau stable ou radioactif. Les faisceaux radioactifs peuvent être produits en sortie du cyclotron CSS2 de deux différentes façons. La technique SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) est basée sur la méthode dite ISOL (Isotopic Separation On-Line), le faisceau radioactif étant produit par réaction nucléaire dans une cible épaisse [Villari 01]. Les différents isotopes produits diffusent jusqu'à sortir de la cible, où ils sont alors ionisés, séparés en ligne puis ré-accélérés. Le faisceau passe ensuite par le spectromètre alpha avant d'être envoyé dans les aires expérimentales.

La deuxième technique, celle utilisée ici, est la fragmentation¹. Au GANIL, cette méthode permet d'atteindre des énergies de 50A MeV ou plus, 50A MeV étant l'énergie requise pour notre expérience. Un faisceau d'ions stables est envoyé sur une cible et plusieurs isotopes de différents éléments sont produits. Le noyau d'intérêt, ici le ⁶⁸Ni, est alors sélectionné parmi les contaminants à l'aide d'un spectromètre.

1. Lors de l'expérience sur ⁵⁶Ni [Monrozeau 07], c'est également la méthode par fragmentation qui avait été utilisée mais avec SSSI (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intenses).

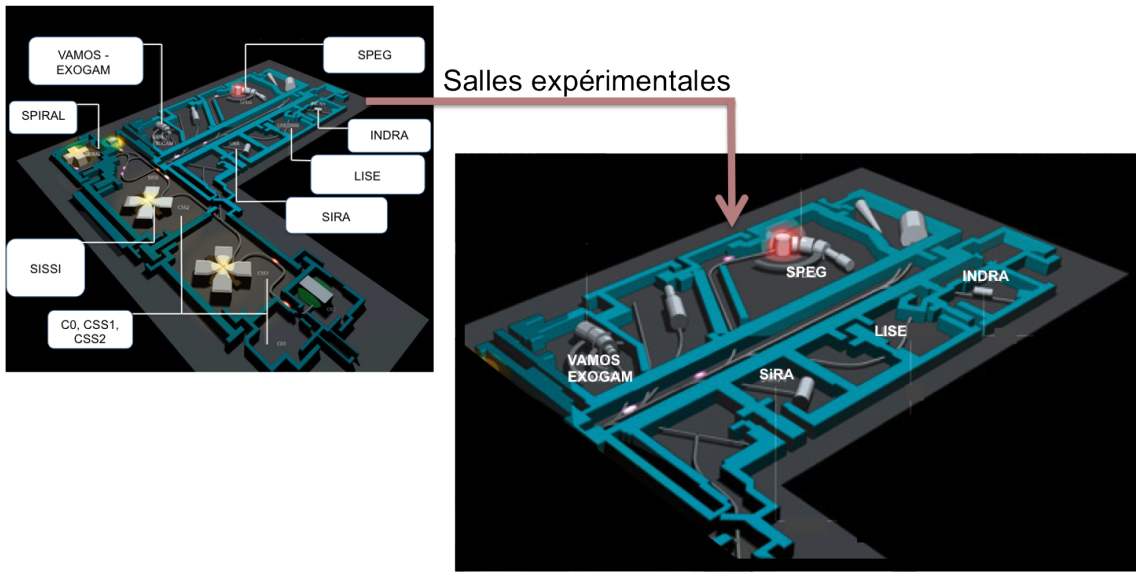


FIGURE 2.5 – Accélérateurs et salles expérimentales du GANIL.

2.2.2 Le faisceau de ^{68}Ni sur la ligne LISE

Le faisceau primaire

Dans notre expérience, le faisceau primaire était du ^{70}Zn . Le ^{70}Zn solide est d'abord chauffé dans un four pour passer à l'état de vapeur. Cette vapeur métallique migre vers la source ECR4 (Electron Cyclotron Resonance) où le ^{70}Zn est ionisé : une radio fréquence de 14.5 GHz est appliquée aux électrons libres du gaz, provoquant l'ionisation du ^{70}Zn . On obtient alors un plasma confiné grâce à des champs magnétiques. Le faisceau primaire est alors extrait de la source d'ions ECR, pré-accélééré dans C0 (Compact Cyclotron) jusqu'à environ 1A MeV, puis accéléré dans CSS1 (Cyclotrons à Secteurs Séparés) jusqu'à une énergie comprise entre 3.9A MeV et 13.7A MeV. Le faisceau passe alors dans de fines feuilles de carbone ("stripper"), ce qui permet d'arracher des électrons supplémentaires au noyau accéléré. CSS2 peut alors accélérer le faisceau jusqu'à des énergies comprises entre 25A MeV et 95A MeV. Pour notre faisceau de ^{70}Zn en sortie de CSS2, la fréquence est de 11.2 MHz et l'énergie de 62.3A MeV. Il est alors envoyé vers la ligne LISE, à l'entrée de laquelle se situe la cible de production du faisceau secondaire.

La fragmentation

Le faisceau de ^{68}Ni a été produit par fragmentation du ^{70}Zn sur une cible de ^9Be d'une épaisseur de $140\ \mu\text{m}$ inclinée à 28° . L'épaisseur de cible est choisie de sorte à optimiser le taux de production de ^{68}Ni (ici de l'ordre de 10^4 pps) et la proportion par rapport aux contaminants. Après cette cible de production du faisceau secondaire on obtient un faisceau contenant le ^{68}Ni et différents contaminants, comme par exemple d'autres isotopes de Ni et des isotopes de Fe, Co, Cu. Le taux de pureté est discuté plus loin dans ce même paragraphe. Il convient de purifier ce faisceau grâce au spectromètre LISE afin d'obtenir le faisceau de ^{68}Ni le plus pur possible.

Le spectromètre LISE

Le noyau d'intérêt va être sélectionné en masse et en charge dans le spectromètre LISE. En effet, dans l'approximation non relativiste, une particule de nombre de masse A , de charge q , de vitesse v et de rayon de courbure ρ soumise à un champ B , subit une force :

$$F = qvB \propto \frac{Av^2}{\rho} \quad (2.1)$$

La rigidité magnétique $B\rho$ peut s'écrire alors :

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \quad (2.2)$$

Z étant la charge du noyau si celui-ci est totalement épluché. Dans le cas d'une particule relativiste de masse M on a exactement :

$$B\rho = \frac{\gamma Mv}{Z} \quad (2.3)$$

Où $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ est le facteur de Lorentz. Le champ magnétique B est induit par un dipôle, ainsi chaque dipôle du spectromètre va permettre de ne conserver dans le faisceau que les espèces de même rigidité magnétique. Les noyaux ayant une rigidité magnétique différente vont alors avoir des trajectoires différentes et seront arrêtés par des éléments intercalés entre les différents constituants de la ligne LISE.

Le spectromètre LISE (fig 2.6) est composé de deux dipôles magnétiques identiques [Anne 87], dont les rigidités magnétiques étaient respectivement de

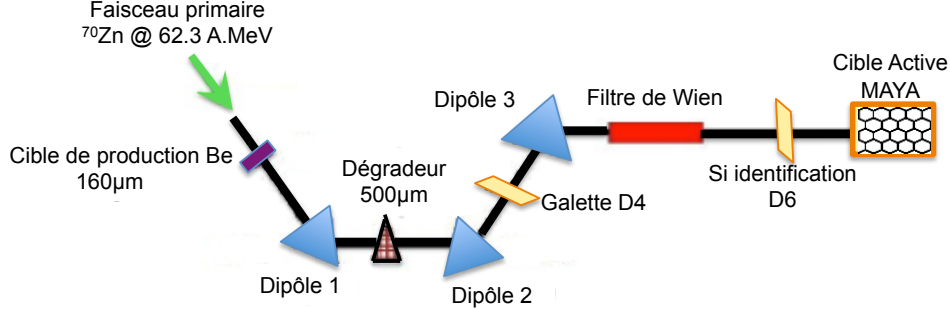


FIGURE 2.6 – Schéma de la ligne LISE.

$B\rho_1=2.73$ T.m et $B\rho_2=2.46$ T.m. Afin de faire une sélection supplémentaire, un dégradeur achromatique de Be de $560\ \mu\text{m}$ d'épaisseur est placé au niveau de la focale intermédiaire à ces 2 dipôles. Une fois l'épaisseur et un rapport $B\rho_1/B\rho_2$ fixés, tous les ions ayant la même valeur :

$$S \propto \frac{A^3}{Z^2} \quad (2.4)$$

seront focalisés au même endroit à la sortie du spectromètre [Mittig 94]. Des fentes en sortie du dégradeur achromatique permettent une nouvelle sélection. Le troisième dipôle sert principalement pour le transport du faisceau. Un filtre de Wien, est également disponible sur la ligne LISE. Il s'agit d'un dispositif où un champ électrique et un champ magnétique sont croisés, permettant ainsi une sélection en vitesse des noyaux. Il n'a pas été utilisé lors de notre expérience.

Un silicium de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur situé en D6, c'est-à-dire dans la dernière salle de la ligne LISE, permet l'identification des noyaux composant le faisceau après sélection par le spectromètre LISE. Il s'agit d'une identification par perte d'énergie de ces noyaux dans ce silicium et en temps de vol pris entre ce silicium et la radio fréquence de CSS2. Une matrice d'identification est présentée en figure 2.7.

Comme le montre le tableau 2.1 la pureté a évolué au cours de l'expérience, le faisceau primaire a dû notamment être réaligné plusieurs fois à cause d'augmentations régulières de la température au niveau des quadripôles 31 et 32. En effet, il y a des dérives normales lors de l'utilisation de systèmes optiques et de cyclotrons.

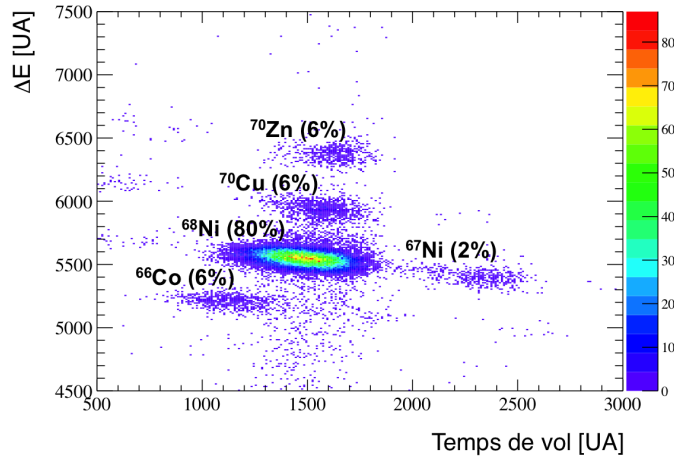


FIGURE 2.7 – Matrice d'identification ΔE -Temps de vol avec le silicium en D6.

Ces dérives induisent des changements dans l'optique globale de LISE et donc sur la nature du faisceau. Le faisceau de ^{68}Ni a été produit à une intensité moyenne de 10^4 pps et avec une pureté évoluant entre 67% et 87%. La prise en compte de la pureté du faisceau lors du traitement des données sera décrite au chapitre 3. Il faut noter que le silicium présent en D6 pour l'identification, ne pouvait être utilisé qu'en présence de faisceau de faible intensité. Il n'a donc été introduit que ponctuellement pour contrôler la pureté du faisceau de ^{68}Ni mais n'a pas pu être utilisé lors de la prise de données.

Date	Cible secondaire	^{68}Ni [%]	^{67}Ni [%]	^{66}Co [%]	^{70}Cu [%]	^{70}Zn [%]
07.09.2010 17h	D2	87	2	5	3	2
08.09.2010 21h	D2	69	6	3	14	5
10.09.2010 12h	He + CF ₄	80	3	2	7	4
10.09.2010 21h	He + CF ₄	70	7	2	11	6
11.09.2010 6h	He + CF ₄	67	18	4	7	2
11.09.2010 14h	He + CF ₄	82	9	3	3	1

TABLE 2.1 – Evolution de la pureté du faisceau au cours de l'expérience et proportion des différents éléments présents.

2.3 Le système de détection

2.3.1 La cible active MAYA

Les cibles actives

MAYA est une cible active, c'est-à-dire que le gaz composant le volume actif du détecteur sert de cible ainsi que de gaz de détection. Les cibles actives ont d'abord été développées dans le domaine de la physique des hautes énergies. Pour les basses énergies, on peut citer le détecteur IKAR [Vorobyov 88], utilisé à GSI pour étudier la diffusion élastique de faisceaux secondaires exotiques, ou encore le détecteur MSTPC [Mizoi 99], construit au Japon et utilisé lors d'études de réactions de fusion et d'astrophysique nucléaire aux basses énergies. Le tableau 2.2 rassemble les caractéristiques principales des cibles actives utilisées en physique des basses énergies. Dans la deuxième partie du tableau nous pouvons remarquer que le développement d'une cible active est associé à chaque nouvelle installation nucléaire : ce type de détecteur est devenu essentiel dans le domaine de la physique des noyaux exotiques. Une autre cible active devrait également être développée prochainement pour être installée sur R3B à GSI [R3B 13].

Chapitre 2. Dispositif expérimental

Nom	Géométrie	Dimension	Zone d'amplification	Commentaire	Référence
Cibles actives existantes					
IKAR	Cylindre. Cathode face avant, anode face arrière	L : 15 cm R : 25 cm	5 anodes circulaires concentriques métalliques situées 2 cm avant la grille connectée à la masse	Pression jusqu'à 15 atm	[Vorobyov 88]
MSTPC	Parallélépipède. Cathode face supérieure, anode zone inférieure	L : 70 cm l : 20 cm h : 15 cm	Fils amplificateur + induction sur plan de pads (pistes transverses au faisceau type backgammon)		[Mizoi 99]
MAYA	Parallélépipède. Cathode face supérieure, anode zone inférieure	L : 28 cm l : 25 cm h : 20 cm	Fils amplificateur + induction sur plan de 1024 pads (segmentation X,Y)	Détecteurs ancillaires Si et CsI	[Demonchy 07]
TACTIC	Cylindre. Fils cathodique proches faisceau, anode face latérale	L : 24 cm R : 5 cm	GEM + plan anodique (60 pistes transverses au faisceau segmentées)		[Laird 07]
ANASEN array	Cylindre. Cathode et anode proches faisceau. Détecteurs ancillaires face latérale.	L : 23 cm R : 9 cm	Fils anodiques dans la direction du faisceau à 3 cm	Utilisation possible avec une cible solide	[Matos 10]
Cibles actives en développement					
Samurai TPC	Parallélépipède. Cathode face supérieure, anode zone inférieure	L : 130 cm l : 86 cm h : 55 cm	Fils amplificateur + induction sur plan de pads (segmentation rectangulaire 12 mm X 8 mm)	Solénoïde 0,5 T. Utilisation possible juste TPC	[Shimizu 11]
CNS Active Target	Parallélépipède. Cathode face supérieure, anode zone inférieure	L : 8,6 cm l : 10 cm h : 25 cm	GEM + plan anodique (segmentation triangulaire 5 mm proche faisceau, 10 mm extérieur)		[Ota 11]
AT TPC	Cylindre. Cathode face arrière, anode face avant	L : 1 m R : 0.55 m	Micromegas pads triangulaire de 5 mm	Solénoïde 2 T	[Suzuki 12]
ACTAR	Parallélépipède. Cathode face supérieure, anode zone inférieure	30 litres	Micromegas pads carré de 2 mm	Détecteurs ancillaires Si	[Cdr 12]

TABLE 2.2 – Les différentes cibles actives dans le monde.

MAYA [Démonchy 07] est une cible active gazeuse développée au GANIL dans le cadre du programme de physique associé au projet SPIRAL1. Elle a été conçue pour détecter des particules de basse énergie, et peut être utilisée avec différents gaz, on peut ainsi étudier des réactions directes avec une grande variété de cibles. Cette cible active a déjà été utilisée avec succès dans une petite dizaine d'expériences résumées dans le tableau 2.3.

Faisceau	Energie [A MeV]	Installation	Réaction	Gaz	Pression [mbar]	Référence
^8He	3.9	SPIRAL (GANIL)	$^8\text{H}(p, p')^8\text{H}$	C_4H_{10}	1000	[Démonchy 07]
^8He	15.4	SPIRAL (GANIL)	$^8\text{He}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{N})^7\text{H}$	C_4H_{10}	30	[Caamaño 07]
^{56}Ni	50	SISSI (GANIL)	$^{56}\text{Ni}(d, d')^{56}\text{Ni}^*$	D_2	1000	[Monrozeau 08]
^{11}Li	3.6	ISAC2 (TRIUMF)	$^{11}\text{Li}(p, t)^9\text{Li}$	C_4H_{10}	92-137	[Tanihata 08]
^{11}Li	5	ISAC2 (TRIUMF)	$^{11}\text{Li}(p, t)^9\text{Li}$ $^{11}\text{Li}(p, p)^{11}\text{Li}$	C_4H_{10}	150 350	[Roger 09]
^{68}Ni	50	LISE (GANIL)	$^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$	D_2	1000	Analyse décrite dans ce manuscrit
^{68}Ni	50	LISE (GANIL)	$^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$	$\text{He} + \text{CF}_4$	500	Analyse décrite dans ce manuscrit
^{56}Ni	50	LISE (GANIL)	$^{56}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{56}\text{Ni}^*$	$\text{He} + \text{CF}_4$	500	Analyse en cours S. Bagchi
^8He	15.4	G2 (GANIL)	$^8\text{He}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{N})^7\text{H}$	$\text{He} + \text{CF}_4$	175	Analyse en cours M. Caamaño et T. Roger
^{12}Be	3	REX ISOLDE (CERN)	$^{12}\text{Be}(p, p')^{12}\text{Be}^*$	C_4H_{10}	160	Analyse en cours S. Sambi

TABLE 2.3 – Les différentes expériences réalisées avec MAYA. En grisé, les expériences décrites dans ce manuscrit.

Description de la cible active MAYA

MAYA fonctionne comme une chambre à ionisation où le gaz sert également de cible. Différents gaz légers peuvent être utilisés (dihydrogène H_2 , deutérium D_2 , hélium He , isobutane C_4H_{10} , CF_4) à des pressions pouvant aller jusqu'à 3 atm. Le faisceau entre dans MAYA par une fenêtre circulaire en mylar de 13 mm de diamètre et d'une épaisseur ici de $6 \mu m$.

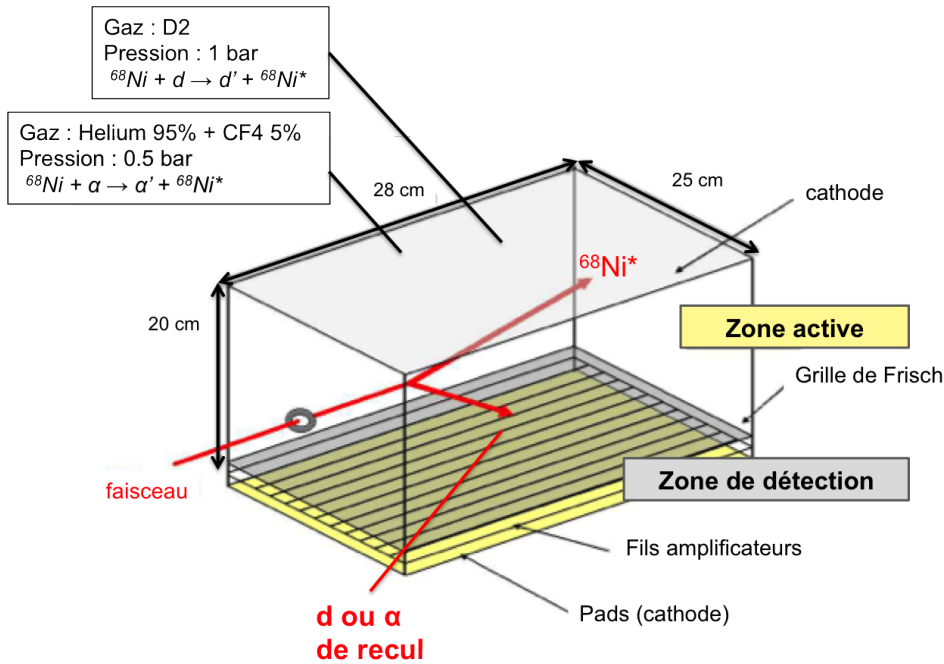


FIGURE 2.8 – Vue schématique de la cible active MAYA sans les détecteurs auxiliaires.

Sur la figure 2.8, on peut voir que MAYA est séparé en deux zones :

- Une zone active où a lieu la réaction et la dérive. La cathode située sur la partie supérieure de MAYA et la grille de Frisch située sur la partie inférieure délimitent un volume actif de $28 \times 25 \times 20 \text{ cm}^3$, où un champ électrique est appliqué, la cathode est mise à un potentiel négatif alors que la grille de Frisch est connectée à la masse. Le potentiel croît linéairement entre la cathode et la grille de Frisch grâce à des dégradeurs de champs horizontaux solidaires des parois latérales et de la face arrière de MAYA, et grâce à un cadre supportant des fils sur la face avant. Ces dégradeurs et ces fils assurent

une répartition “homogène” du champs électrique dans le volume actif. La valeur de ce champ de dérive dépend de la nature et de la pression du gaz. Lors de notre expérience nous avons appliqué un potentiel de -10 kV sur la cathode lorsque le gaz était du deutérium (D_2) à 1 atm, et un potentiel de -3 kV lorsque le gaz était le mélange (95%He + 5%CF₄) à 500 mbar. Ces paramètres sont choisis de sorte que le temps de dérive soit le plus court possible tout en restant dans le régime de fonctionnement d’ionisation.

- Une zone de détection qui comprend un plan anodique de fils amplificateurs situé 8.6 mm en dessous de la grille de Frisch et un plan cathodique segmenté situé 10 mm en dessous des fils d’amplification. La distance entre les fils amplificateurs et le plan de pads détermine, avec le potentiel appliqué sur les fils, la largeur de la trace vue sur ce plan de pads. La partie du plan cathodique, où le signal est lu, est divisé en 32 lignes parallèles à la direction du faisceau incident, chacune composée de 32 pads hexagonaux de 5 mm de côté. Ce plan de pads est présenté en figure 2.9. Cette structure en nid d’abeille a été choisie afin de paver le plan avec des structures identiques tout en minimisant les anisotropies de reconstruction. Nous pouvons remarquer que les cibles actives en développement ont des pads de formes diverses, par exemple ACTAR utilise des pads carrés. Le plan anodique est composé de fils amplificateurs orientés parallèlement à la direction du faisceau incident, ils sont au nombre de 32*2, il y a deux fils par rangée de pads, mais les deux fils d’une même rangée sont connectés à un unique préamplificateur. Le diamètre des fils utilisés dans l’expérience était de 10 μ m. Il y a un compromis à trouver entre le nombre de fils et la tension appliquée sur ces fils, de sorte à avoir un gain maximal tout en restant en dessous du seuil de claquage. Le potentiel mis sur les fils était de 2.3 kV lorsque le gaz était du deutérium (D_2) à 1 atm, et de 1.2 kV lorsque le gaz était le mélange (95%He + 5%CF₄) à 500 mbar. Dans cette zone, le régime de fonctionnement est le régime proportionnel. La lecture du signal recueilli sur chacun des 1024 pads est assurée par 64 puces GASSIPLEX (GAS Silicium multiPLEXing chip) [Santiard 94]. Les GASSIPLEX sont des circuits intégrés de type ASIC (Application Specified Integrated Circuit) développés au CERN, chaque puce assurant une lecture multiplexée de 16 voies analogiques. Ces puces sont branchées en série et sont regroupées par groupe de quatre, une carte de quatre puces GASSIPLEX assure donc la lecture de deux rangées de pads. On dispose donc au total de 16 cartes de quatre puces chacune.

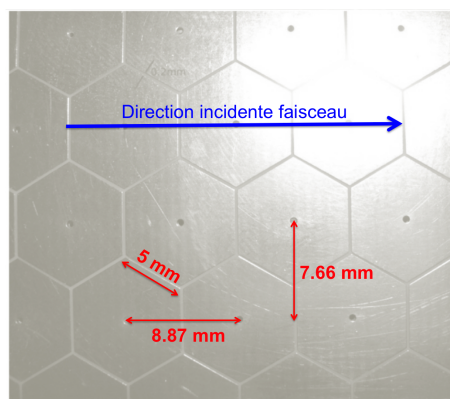


FIGURE 2.9 – Dimensions des pads composant le plan cathodique de la zone de détection.

Principe de fonctionnement

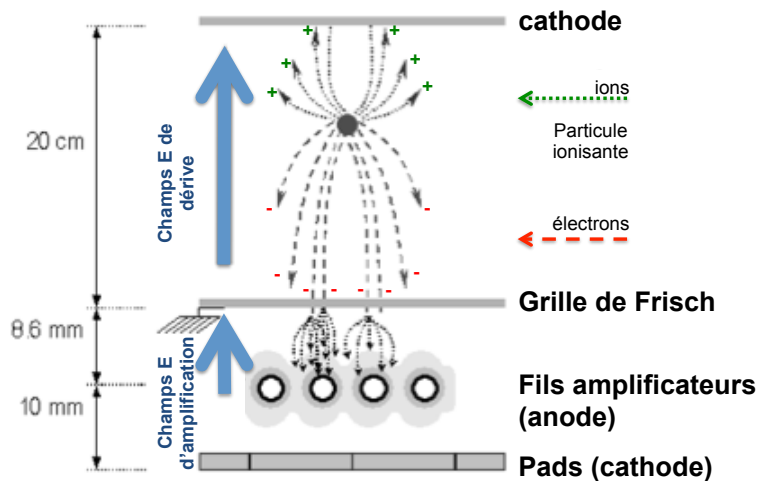


FIGURE 2.10 – Principe de fonctionnement de MAYA basé sur celui des chambres à projection temporelle.

Le principe de fonctionnement de MAYA est fondé sur celui des chambres à projection temporelle (fig 2.10). Ce principe de détection est similaire à celui développé

par Charpak [Charpak 68] pour les chambres à dérive, mais auquel il a été ajouté une reconstruction possible de la troisième dimension. Dans la zone active de MAYA, une particule traversant le gaz dépose une partie de son énergie cinétique, qui va permettre l'ionisation du gaz. Cette zone étant soumise à un champ électrique de dérive, les ions chargés positivement vont migrer vers la cathode, c'est-à-dire vers la partie supérieure de MAYA. Au contraire les électrons vont migrer vers la grille de Frisch qui est connectée à la masse. Ces électrons traversent la grille de Frisch et entrent dans la zone d'amplification. Dans cette zone, les électrons sont soumis au champ électrique d'amplification beaucoup plus intense, ils sont accélérés et acquièrent ainsi une énergie suffisante leur permettant d'ioniser à leur tour d'autres atomes du gaz : c'est le phénomène d'avalanche qui a lieu autour des fils d'amplification. Les électrons et les ions en mouvement autour des fils vont induire un signal sur les pads, les signaux recueillis sur ces derniers sont amplifiés et multiplexés par les GASSIPLEX. Une photographie de MAYA est présentée en figure 2.11.

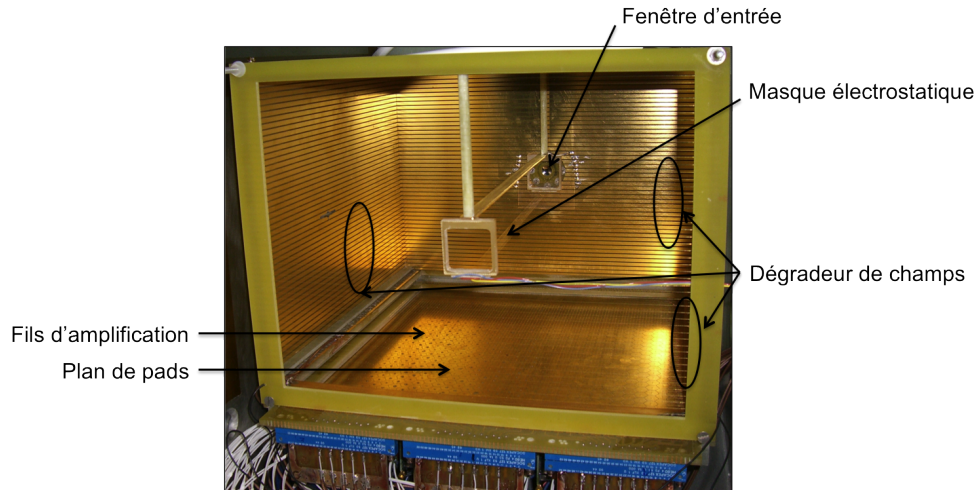


FIGURE 2.11 – Photographie de la cible active MAYA, le faisceau entre par la fenêtre située sur la surface du fond. Le masque électrostatique (§ 2.3.2) est installé sur cette photographie.

Le long de la trajectoire de la particule dans le gaz, trois types d'informations sont collectés : un signal sur chacun des pads, un temps et une énergie sur chacun des fils. L'amplitude du signal recueilli sur un pad est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule à la verticale de ce pad. Plus précisément, le signal est recueilli sur ce pad à la verticale de la charge déposée, mais aussi sur les pads adjacents car la

diffusion transverse dans l'espace de dérive et la distance fils-plan de pads font que les charges sont dispersées. Nous obtenons donc sur ce plan de pads une projection à deux dimensions de l'énergie déposée par la particule dans le volume actif. D'autre part, le temps collecté sur chacun des fils et la connaissance de la vitesse de dérive des électrons dans le gaz, permettent de reconstruire la troisième dimension. Avec ces informations, l'énergie de la particule de recul peut être calculée, et par les lois de la cinématique à deux corps, l'énergie d'excitation du ^{68}Ni peut être reconstruite. Ce principe de reconstruction sera détaillé dans le chapitre 3.

2.3.2 Le masque électrostatique

Le masque électrostatique [Pancin 12] a été conçu pour que l'ensemble du système de détection soit sensible à la fois au dépôt d'énergie de la particule lourde comme à celui de la particule légère, sans saturation de l'électronique ni du détecteur. Il s'agit d'un plan de neuf fils placés 1 cm en dessous du faisceau (fig 2.12).

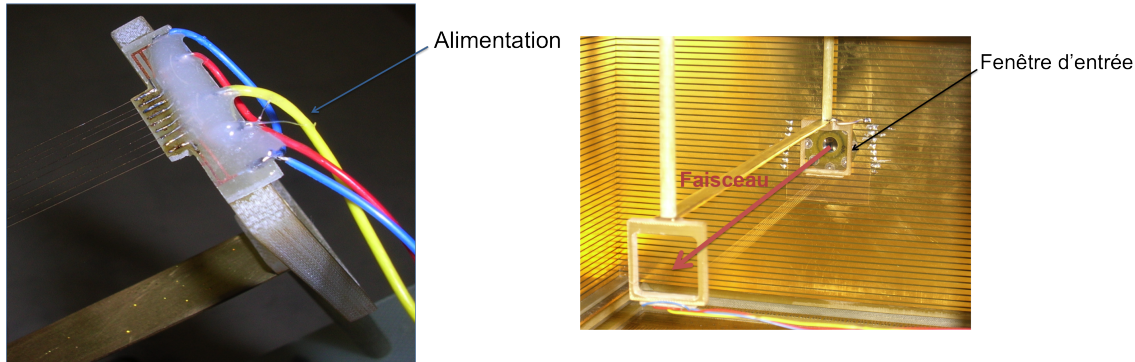


FIGURE 2.12 – *A gauche : photographie du masque électrostatique et des connections aux potentiels au centre, au milieu et aux bords. A droite : photographie du masque électrostatique monté dans MAYA.*

Sur les fils extérieurs du masque, un potentiel égal à celui du champ électrique de dérive à hauteur du masque est imposé, mais un potentiel plus élevé est mis au centre du masque de sorte à capturer les électrons issus de la ionisation provenant du faisceau. Si on souhaite que le masque soit transparent, il suffit d'appliquer sur tous les fils centraux et du milieu la même tension que sur les fils extérieurs, les tensions sont alors toutes égales à la valeur théorique imposée par les dégradeurs de champ. Le résultat de la simulation de l'effet du masque sur la dérive des électrons est présentée

en figure 2.13. Il y a moins d'électrons qui atteignent la zone d'amplification, et la trace laissée par le faisceau apparaît beaucoup plus faible en énergie.

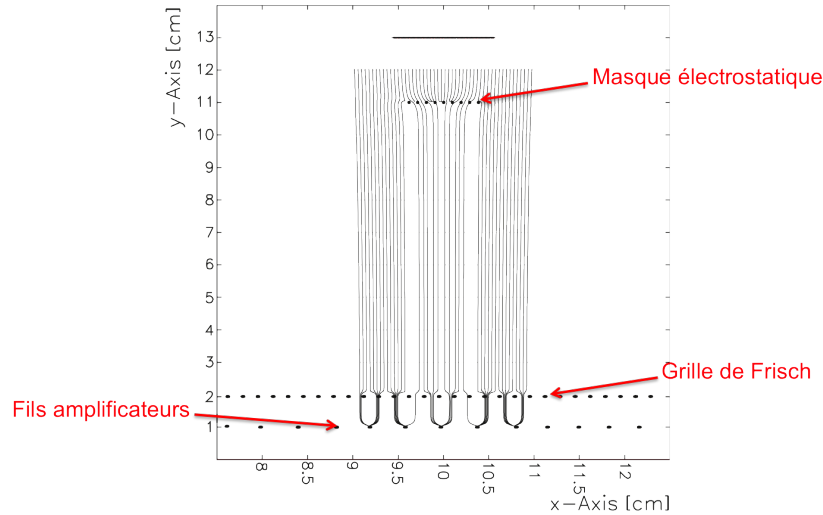


FIGURE 2.13 – *Simulation du mouvement des électrons de dérive en présence du masque électrostatique en transparence partielle, sans prise en compte de la diffusion dans le gaz [Pancin 12].*

Le but premier du masque électrostatique est de résoudre le problème de la gamme dynamique. Elle est définie comme la différence entre la plus petite et la plus grande charge détectable. La figure 2.14 illustre ce problème. La charge déposée par une particule est représentée en fonction du gain du détecteur : si on considère une particule lourde déposant 700 keV/mm et une particule légère déposant 1 keV/mm, on voit qu'il n'y a pas de réglage de gain permettant de détecter à la fois le signal du lourd et du léger dans la gamme d'acceptance de l'électronique (GASSIPEX dans notre cas).

L'effet du masque étant de diminuer la quantité d'électrons issus de l'ionisation de la particule lourde, l'énergie déposée par mm au niveau du plan de pads est plus faible dans la portion en dessous du masque, et on peut alors ajuster le gain de sorte à détecter les deux particules. Autrement dit, le gain peut être augmenté pour détecter les particules déposant peu d'énergie, tout en ne saturant pas l'électronique des GASSIPEX au niveau du faisceau.

Un corollaire de l'utilisation du masque électrostatique est que la projection des charges perpendiculairement à la direction incidente du faisceau est moins large. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.15, la charge totale recueillie au niveaux

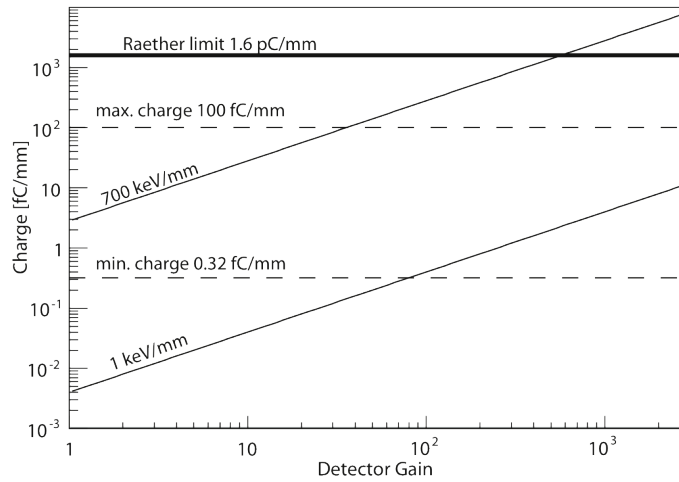


FIGURE 2.14 – Charge totale par mm en fonction du gain du détecteur pour deux noyaux, un lourd qui dépose une énergie de 700 keV/mm et un léger qui dépose 1 keV/mm. Les limites en gamme de l'électronique sont représentées en traits discontinus [Pancin 12].

des rangées 14 à 21 ainsi que le sigma sont plus faibles en présence du masque.

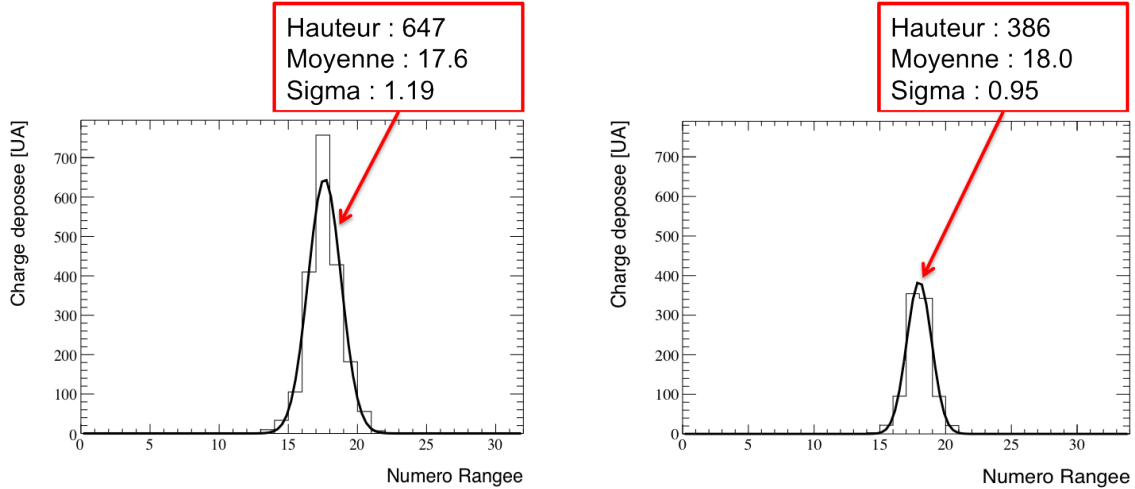


FIGURE 2.15 – Charge déposée sur une rangée de pads de MAYA en fonction du numéro de la rangée pour un événement physique où le ^{68}Ni traverse MAYA, rempli du mélange (95%He + 5%CF₄) à 500 mbar, sans diffusion sur une particule de la cible. A gauche : le masque est en transparence. A droite : le masque est actif.

En effet, la déformation du champ électrique induite par le masque agit comme une lentille convergente, et la largeur de la distribution de charges est plus petite. Nous pouvons prendre un exemple concret pour illustrer cet effet : un électron produit au niveau de la rangée 18 sans présence du masque, dérive et arrive au niveau du fil 18 (et donc de la rangée de pads 18). Après amplification, il y a un étalement du signal sur les rangées 17, 18 et 19. Mais sous l’effet du masque, cet électron va dévier vers le fil 17 et après amplification, il y aura un signal sur les rangées 16, 17 et 18. A cela il faut ajouter que la présence du masque diminue le rapport signal/bruit, et donc nous ne détectons plus les charges plus faibles déposées sur les bords de la gaussienne. Le sigma de la distribution est alors égal à $0.95 \times \text{taille d'une rangée}$, contre $1.19 \times \text{taille d'une rangée}$ sans le masque. La reconstruction est alors facilitée car les traces courtes, sortant de la zone d’action du masque uniquement de quelques cm (au niveau de la rangée 19 dans notre exemple), sont moins “noyées” dans la trace faisceau, elles peuvent être isolées et traitées.

Les particules de recul que nous souhaitons détecter déposaient ~ 100 keV/cm dans chacun des deux gaz. En ce qui concerne l’énergie déposée par le faisceau : un noyau de ^{68}Ni à 50A MeV dépose 1.6 MeV/cm dans le deutérium (D₂), et 1.4 MeV/cm

dans le mélange (95%He + 5%CF₄). Quelque soit le gaz, la gamme dynamique ne posait pas de problème ici. Le masque n'était donc à priori pas nécessaire. Mais en gaz d'hélium, nous avons pu monter la tension sur les fils pour augmenter le gain. Ainsi le masque s'est avéré utile pour diminuer la quantité d'électrons au niveau des fils sous le faisceau, et de ce fait limiter la saturation au niveau du faisceau et la possibilité de claquage. De plus, du fait de ce meilleur gain, la largeur de la trace faisceau et de la trace de la particule diffusée étaient plus larges en gaz d'hélium qu'en deutérium. Le masque électrostatique a donc permis de diminuer la largeur de la trace faisceau et ainsi d'isoler plus facilement la trace laissée par l'alpha diffusé.

Lors de notre expérience, un potentiel de 1100 V a été appliqué aux fils extérieurs du masque, 1025 V aux fils du milieu et 950 V au fil central (fig 2.16).

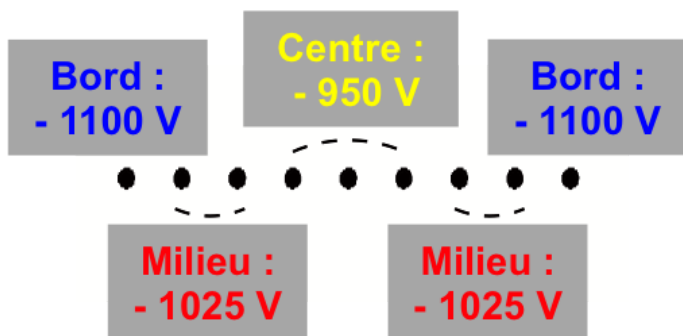


FIGURE 2.16 – *Potentiel appliqué à chacun des neuf fils du masque électrostatique.*

Il convient de noter que c'était la première fois que le masque électrostatique était utilisé lors d'une expérience². Le tableau 2.4 résume les conditions de fonctionnement de l'expérience.

2.3.3 Les détecteurs auxiliaires

Le mur Si-CsI

En fonction de la position du vertex de la réaction et de l'énergie du deuton ou de l'alpha diffusé, il se peut que la particule ne s'arrête pas dans le volume actif de

2. Lors de l'expérience sur ⁵⁶Ni [Monrozeau 07], deux plaques de 2 cm de large avaient été installées au dessus et en dessous de la trajectoire faisceau sur toute la longueur de MAYA. Elles formaient un masque totalement opaque, aucun ion ni électron issu de l'ionisation du faisceau ne migrerait.

Cible	deuton	alpha
Reaction	$^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$	$^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$
Gaz	D ₂	95%He + 5%CF ₄
Pression [mbar]	1000	500
Tension Cathode [V]	10000	3000
Tension Fils [V]	2300	1200
Masque	Transparent	Actif
Tension Masque [V]	$V_{Bord} = 3700$ $V_{Milieu} = 3700$ $V_{Centre} = 3700$	$V_{Bord} = 1100$ $V_{Milieu} = 1025$ $V_{Centre} = 950$

TABLE 2.4 – Paramètres expérimentaux lors des deux expériences.

MAYA. Afin de récupérer les événements qui sortent par la face avant de MAYA, 19 jonctions silicium de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ de $700 \mu\text{m}$ d'épaisseur sont placées 60 mm à l'arrière de MAYA. Un détecteur silicium est un semi conducteur : l'énergie déposée y génère des charges mobiles, électrons et trous, qui sous l'effet d'un champ électrique se séparent et migrent. Ce déplacement de charges génère un signal électrique dans le circuit extérieur.

A 20 millimètres derrière l'étage des siliciums se trouve un étage de 80 scintillateurs CsI regroupés par groupe de 4, chaque groupe a une dimension de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ et une épaisseur de 10 mm et est localisé juste derrière un Si. Nous n'avons pas eu la nécessité d'utiliser les CsI car les particules d'intérêt s'arrêtent dans MAYA ou dans les siliciums. De plus, à cause d'un problème de mise en temps entre ces derniers et les autres détecteurs d'une part, et le fait que les siliciums étaient éblouis par les particules provenant du faisceau d'autre part³, nous n'avons pas pu utiliser le signal délivré par les siliciums dans le traitement des données. Cependant, le détecteur MAYA, dont les réglages optimaux sont difficiles à effectuer, a bien fonctionné lors de cette expérience.

3. Il n'y avait pas de feuille de mylar aluminisé devant le mur de Si.

Le diamant

Afin de compter le nombre de particules du faisceau de ^{68}Ni incident, un diamant [Berdermann 00, Tapper 00] a été installé devant le Si8 (fig 2.17).

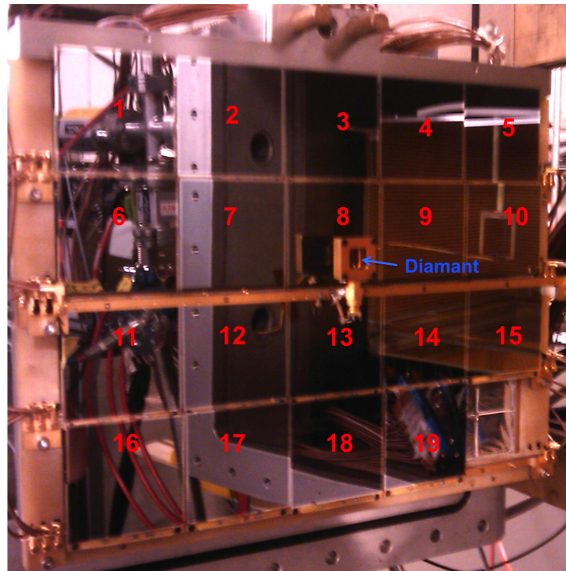


FIGURE 2.17 – Photographie du détecteur diamant positionné devant le Si8 du mur de silicium.

Il s'agit d'un diamant poly-cristallin artificiel obtenu par la méthode CVD (Chemical Vapour Deposition), d'une surface de 1 cm^2 et d'une épaisseur de $100\text{ }\mu\text{m}$. Le principe de fonctionnement du diamant est celui d'un semi-conducteur comme le silicium. Les principaux atouts du diamant sont sa très faible vulnérabilité aux dommages provoqués par les radiations, et sa très bonne résolution temporelle (quelques dizaines de ps) ce qui en fait un bon compteur du nombre de particules incidentes. Cependant, le faisceau de ^{68}Ni étant un faisceau de fragmentation, son emittance est plus grande que pour un faisceau stable et la surface du diamant n'était pas assez grande pour compter toutes les particules incidentes provenant du faisceau, et nombre d'entre elles étaient détectées dans le Si8 situé juste derrière le diamant. Les informations fournies par le diamant n'ont pas pu être utilisées.

2.3.4 Electronique

Un schéma de l'électronique de MAYA et des détecteurs auxiliaires est présenté en figure [2.18](#).

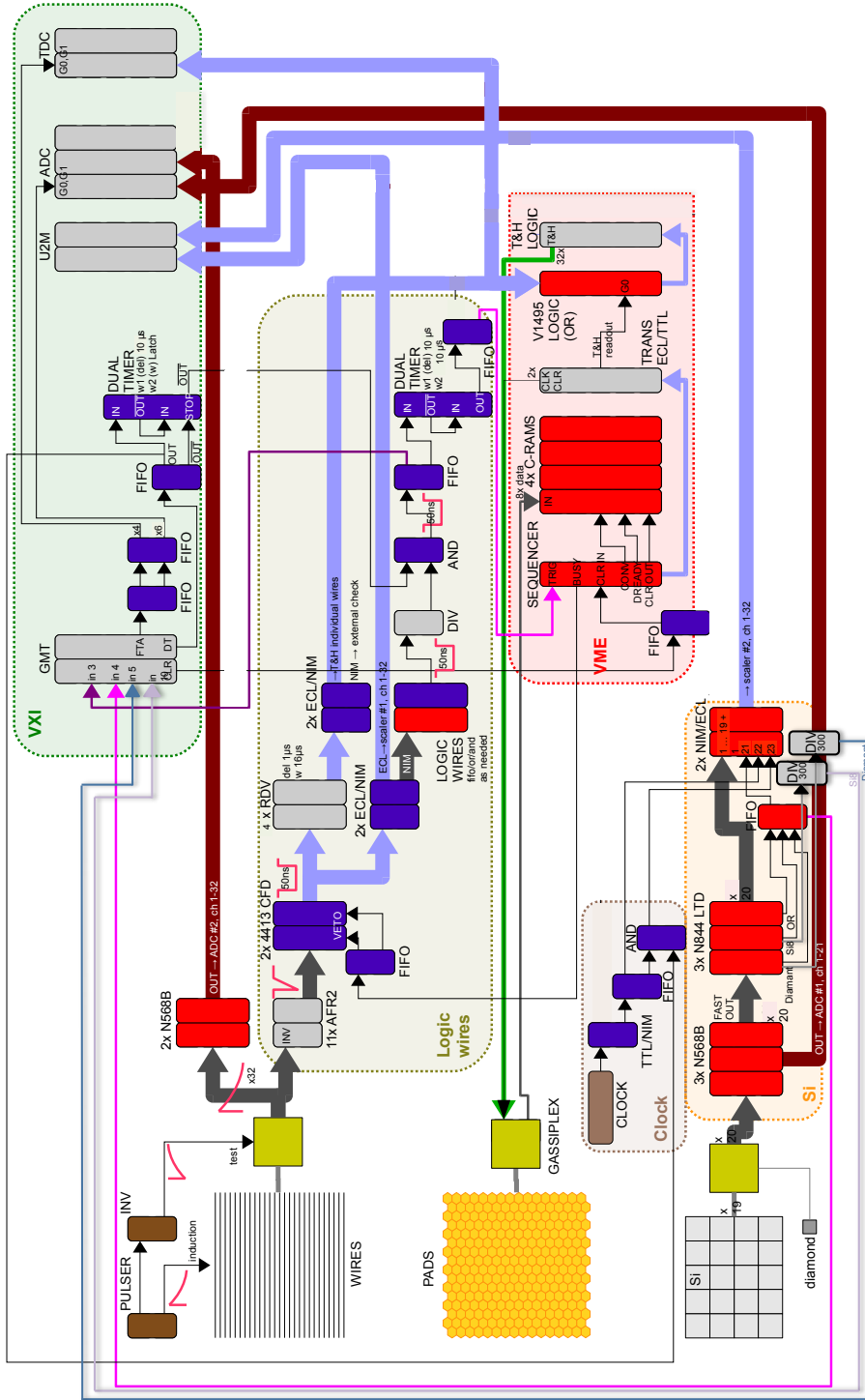


FIGURE 2.18 – Schéma complet de l'électronique du détecteur MAYA et des détecteurs auxiliaires.

Le déclenchement

L'acquisition des données est gouvernée par le module GMT (Ganil Master Trigger). Ce module de décision développé au GANIL au standard VXI, analyse l'événement et décide de l'accepter ou de le rejeter. Nous avons mis comme trigger en entrée de ce module :

- Le signal de la galette LISE en D4 (divisé par 10^4).
- Le "OU" des fils de MAYA. Il s'agit uniquement des fils hors faisceau afin de déclencher sur un événement avec une particule diffusée et non un événement faisceau pur. Les différents fils mis dans ce "OU" ont évolué au cours de l'expérience car certains d'entre eux se mettaient à claquer, et la région centrale de MAYA balayée par le faisceau était assez large⁴ (quatre rangées environ). Ces changements n'ont pas eu d'incidence sur la nature des événements enregistrés. En effet, pour que la particule diffusée soit détectable il faut qu'au moins deux ou trois fils, hors fils positionnés sous le faisceau, reçoivent un signal, et chacun peut déclencher indépendamment de son voisin.
- Le "OU" des Si. Il s'agit de tous les Si à l'exception du Si8 qui comptait trop de particules provenant directement du faisceau, du Si16, du Si19 et du Si20 qui n'ont pas été utilisés. Cette entrée avait pour but de déclencher l'acquisition pour les événements où la particule de recul s'arrêtait dans les siliciums. Mais le faisceau avait une emittance telle que les noyaux provenant du faisceau ne s'arrêtaient pas nécessairement dans le diamant mais sur les montures ou autour de celui-ci (sur le Si8 essentiellement mais aussi sur d'autres Si périphériques) et donc l'acquisition a pu être déclenchée pour des événements faisceau pur, ou des événements faisceau et particule diffusée qui s'arrête dans MAYA.
- Le signal diamant (divisé par 300), afin de collecter des événements types "faisceau seul" sans particule diffusée.
- Le signal du Si8 (divisé par 300), pour la même raison que le déclenchement par le diamant.

Lorsque le GMT reçoit un signal d'une de ces entrées, il génère un signal FTA (Fast Trigger Acceptance) qui déclenche la lecture et l'enregistrement des données pendant le temps "Temps Mort" également gouverné par le GMT. Lorsque la FTA est générée, des portes sont envoyées aux ADC (Amplitude Digital Converter) pour déclencher la recherche de pics, et aux TDC (Time Digital Converter) en "Stop" commun. Le "Start" des TDC est, quant à lui le signal logique de déclenchement des fils, qui est également utilisé comme porte T&H (Track & Hold) individuelle

4. Cette largeur dépend de la nature du gaz.

de chaque fil. La création de cette porte T&H est expliquée au paragraphe suivant. Le “Temps Mort” correspond au temps nécessaire à la lecture de données dans tous les détecteurs du système pour un même événement. Ce “Temps Mort” électronique dépend des conditions de fonctionnement du détecteur et de la physique étudiée. En particulier dans le cas de MAYA il est gouverné par le temps de dérive des électrons (environ $30 \mu\text{s}$ sur la hauteur de 20 cm dans 1 atm de D_2), ce “Temps Mort” est relativement long par rapport à d’autres types de détecteurs utilisés en physique des basses énergies. Le “Temps Mort” retardé est utilisé pour inhiber le trigger fils, le retard est de $16 \mu\text{s}$ lorsque c’est le “OU” des Si qui a déclenché, ce temps correspond au temps maximal d’arrivée du trigger “OU” des fils de MAYA après le “OU” des Si (temps de dérive des électrons sur la moitié de la hauteur de MAYA).

Quand le “OU” des fils génère un déclenchement, il est d’abord validé par l’acquisition en faisant un “ET” avec l’inverse du temps mort afin de s’assurer que l’acquisition n’est pas déjà occupée. Une fois la validation effectuée, le signal est envoyé en entrée du GMT puis aux GASSIPLEX pour lancer la lecture des pads. Il n’y a donc lecture des pads que s’il y a eu déclenchement de l’acquisition sur de “bons” événements, ceci dans le but de limiter le temps mort global essentiellement dû à la combinaison GASSIPLEX/C-RAMS (CAEN Readout for Analog Multiplexed Signals) ($\sim 1 \text{ ms}$).

L’électronique de MAYA

Le signal provenant de chacun des 32 fils de MAYA est d’abord préamplifié puis divisé en deux. Une première branche est envoyée vers un amplificateur lent puis vers un ADC (Amplitude Digital Converter) pour le codage de l’énergie déposée sur ce fil. La deuxième branche est envoyée dans un amplificateur rapide puis dans un CFD (Discriminateur à Fraction Constante). Cette deuxième branche constitue la chaîne logique qui est à son tour divisée en deux sous-parties. La première sous-partie sert pour le codage des temps fils dans les TDC, mais elle sert aussi à générer une porte T&H pour la rangée de pads correspondant au fil touché (T&H individual wires). Quand une porte T&H est envoyée pour la lecture d’une rangée de pads, une autre porte est envoyée pour la rangée de pads suivante dans la direction de la particule de recul, afin de s’assurer que les charges déposées en fin de trace sont bien enregistrées par les pads, même si l’énergie n’était pas suffisante pour déclencher les fils [C.E. 03], et ce afin de pouvoir reconstruire le pic de Bragg en entier. Cette logique est programmée dans le module V1495 en format VME. La seconde sous-partie, consiste à faire un “OU” des fils que l’on souhaite voir touchés par la particule diffusée, et ce “OU” est ensuite envoyé dans l’entrée 3 du GMT pour le déclenchement

de l'acquisition.

La méthode T&H utilisée fonctionne comme suit : le maximum de la charge induite sur chacun des pads d'une rangée est enregistré quand un signal "Track", déclenché à la fois par le "T&H readout", qui signifie que les C-RAMS sont prêts pour la lecture, et par le fil correspondant (T&H individual wires sur le schéma d'électronique), arrivent. Les GASSIPLEX gardent alors en mémoire toutes ces valeurs de charges induites et les renvoient sous la forme d'un signal multiplexé de période $2 \mu s$.

En plus d'être utilisé comme déclenchement, le signal "OU" issu de la chaîne logique des fils est aussi retardé afin de s'assurer que tous les électrons de dérive provenant de la particule diffusée aient eu le temps d'atteindre les fils, et envoyé dans l'entrée "TRIGGER" du séquenceur des C-RAMS. Une fois ce signal reçu, les GASSIPLEX vont envoyer le signal multiplexé mémorisé contenant la valeur des charges induites sur les pads aux C-RAMS pour la lecture. Le chronogramme de la figure 2.19 présente cette logique.

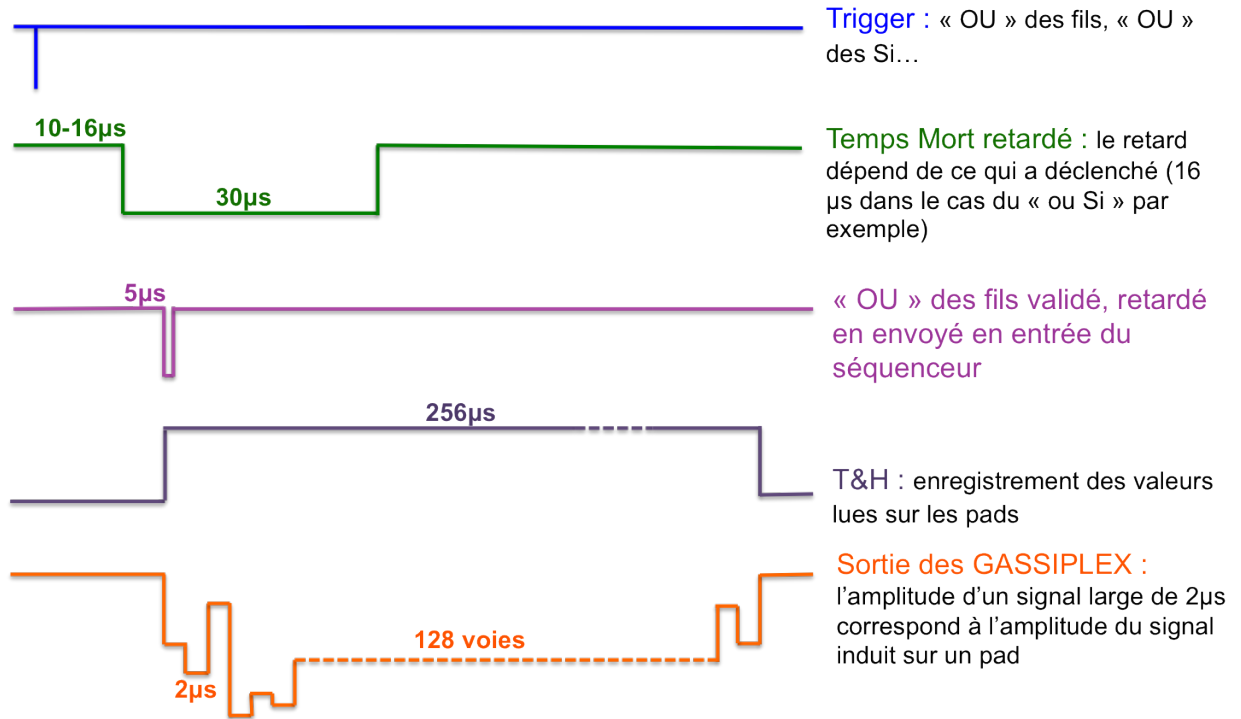


FIGURE 2.19 – Chronogramme d'une séquence d'acquisition des données.

L'électronique des détecteurs auxiliaires

En ce qui concerne les Si, le signal provenant de chaque Si est préamplifié puis amplifié dans un amplificateur “spectro”. Cet amplificateur “spectro” possède deux sorties, une lente et une rapide, pour une seule entrée. La sortie lente de cet amplificateur “spectro” est envoyée vers les ADC pour le codage des énergies déposées dans chacun des Si. La sortie rapide est envoyée dans un discriminateur à seuil pour ensuite sortir un signal “OU” des Si en bout de chaîne. Il faut noter que ce “OU” était fait entre les Si 1 à 7, 9 à 15, 17 et 18⁵. Ce signal “OU” était ensuite envoyé en entrée 4 du GMT. Les particules arrivant dans le Si8 étant principalement des particules provenant du faisceau plutôt que des particules diffusées, il est isolé des autres Si en sortie du discriminateur, le taux de comptage est divisé par 300, puis il est envoyé en entrée 10 du GMT.

Le diamant suit le même début de ligne électronique que les Si : préamplification, amplification, sortie rapide vers l'ADC et sortie lente vers le discriminateur. Comme le Si8, il est isolé en sortie du discriminateur, son taux de comptage est divisé par 300 et le signal est envoyé en entrée 5 du GMT.

5. C'est-à-dire les siliciums “extérieurs” au faisceau.

Chapitre 3

Traitement des données

L'objectif de ce chapitre est de présenter comment les observables physiques de la réaction, à savoir l'énergie et l'angle de la particule de recul, sont reconstruites à partir des données codées par MAYA. Dans le cadre des réactions à deux corps, les lois de la cinématique permettront d'en déduire de manière unique l'énergie d'excitation du ^{68}Ni et l'angle de la réaction dans le référentiel du centre de masse.

Après une définition des conventions utilisées dans ce manuscrit, nous donnerons les grandes lignes des étapes de reconstruction de ces observables : étalonnage des données brutes, reconstruction de la trajectoire dans MAYA, identification du ^{68}Ni et de l'éjectile, évaluation de l'efficacité géométrique et de l'efficacité de reconstruction.

3.1 Les conventions

Un événement brut est composé :

- Des charges induites sur une partie des 1024 pads de la cathode de MAYA.
- Des énergies sur les fils amplificateurs. L'énergie sur un fil est proportionnelle à la quantité d'électrons collectée, et également proportionnelle à la somme des charges collectées sur la rangée de pads correspondante. Ces énergies n'ont pas servi à la reconstruction à proprement parler de l'événement mais ont joué un rôle dans l'identification du ^{68}Ni . Ceci sera détaillé au paragraphe 3.3.1.
- Des temps d'arrivée des électrons sur les fils amplificateurs.
- De l'énergie déposée dans chacun des détecteurs Si.

La figure 3.1 montre un événement typique. Nous pouvons y voir d'une part les charges déposées sur les pads, ce qui correspond à la projection en deux dimensions de la trace laissée par le faisceau et par la particule diffusée. Et d'autre part, les temps recueillis sur les fils sont présentés, ils permettront de reconstruire la troisième dimension.

La figure 3.2 présente les conventions suivies dans la suite du manuscrit en ce qui concerne le plan de pads cathodique. Les 32 colonnes et 32 lignes de pads sont indexées respectivement par les lettres i et j . Sur chaque pad, le signal correspondant à une charge induite q_{ij} est recueilli. Le point $(0,0,0)$, est choisi au centre de la fenêtre d'entrée de MAYA, l'axe O_x est confondu avec l'axe du faisceau, et les axes O_y et O_z sont choisis de manière à former un repère direct¹.

A 50A MeV la trajectoire du ^{68}Ni incident et du ^{68}Ni diffusé sont trop proches pour être distinguées avec MAYA : en gaz D_2 l'angle de diffusion du ^{68}Ni ne dépasse

1. Nous pouvons alors remarquer que la numérotation des fils ne se fait pas suivant y croissant, il s'agit donc de faire attention au signe des angles θ et φ lors de la reconstruction.

3.1. Les conventions

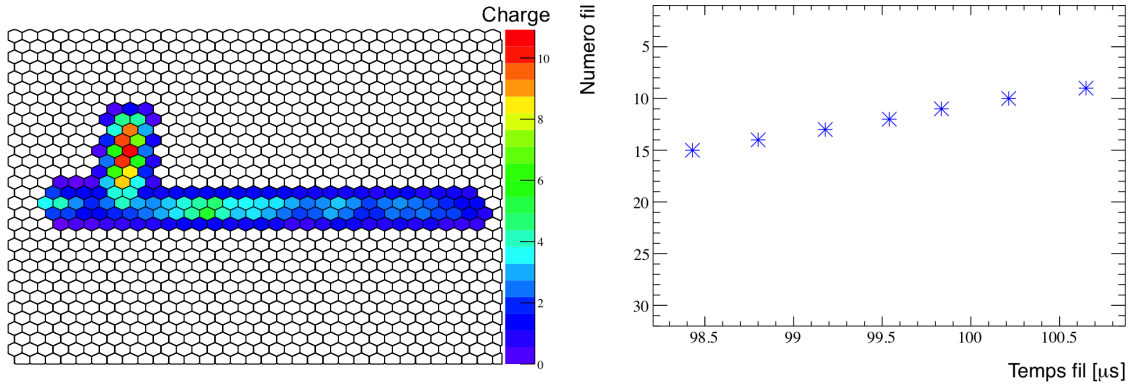


FIGURE 3.1 – Exemple d'un événement codé par MAYA lors de la réaction en gaz ($95\%He + 5\%CF_4$). A gauche : plan de pads de MAYA avec en 3^{ème} dimension la quantité de charges induites sur chacun des pads. A droite : temps d'arrivée des électrons de dérive provenant de la ionisation du gaz suite au passage du ^{68}Ni ou de l'alpha de recul, en fonction du numéro de fil où ces électrons sont collectés.

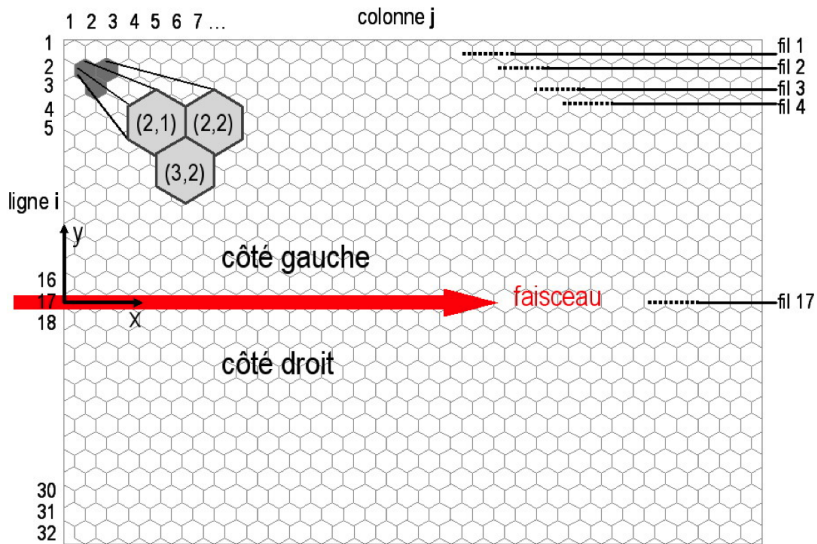


FIGURE 3.2 – Conventions utilisées dans le texte relatives aux différents éléments de la cathode de MAYA.

pas 0.25° dans le laboratoire, et 0.5° en gaz ($95\%He + 5\%CF_4$). Ces trajectoires seront donc considérées comme équivalentes et nommées “trajectoire du faisceau” dans le manuscrit.

Nous avons vu au chapitre précédent que les charges q_{ij} sur les pads de MAYA correspondent à la projection en deux dimensions de l’énergie déposée le long de la trajectoire du faisceau et de la particule diffusée, sur le plan cathodique. Par abus de langage nous parlerons de charge “collectée” sur un pad, alors qu’il s’agit en réalité de l’intégration sur le temps du mouvement des charges électriques au niveau des fils. Ces charges collectées sur les pads permettent de déterminer l’angle de recul, c’est-à-dire l’angle entre la direction de la particule légère diffusée (deuton ou alpha) et la direction du faisceau incident, projeté sur ce plan horizontal. Cet angle est dénoté θ_{2d} . Les temps des fils sont utilisés pour déterminer l’angle φ , entre le plan de la réaction et le plan de la cathode. Les relations géométriques entre ces différentes grandeurs permettent de déterminer l’angle de recul θ .

Quand une particule perd toute son énergie dans le gaz de MAYA et s’y arrête, la distance entre le point de départ de la trajectoire et le point d’arrêt est appelée parcours. Cette distance parcourue dans le gaz permet de déduire l’énergie initiale de la particule de recul. Si la particule s’arrête dans MAYA, la position du pic de Bragg au niveau des charges déposées sur la cathode donne son point d’arrêt, et on définit ainsi le parcours projeté R_{2d} . Connaissant les temps fils, il est alors possible d’en déduire le parcours en trois dimensions, R , puis l’énergie de la particule de recul. Comme nous ne pouvons pas utiliser les signaux des Si, il n’est pas possible de reconstruire l’énergie de la particule diffusée si celle-ci traverse MAYA en direction des siliciums. La zone cinématique où nous reconstruisons des événements est donc plus petite que ce qui était attendu. Pour la réaction ${}^{68}\text{Ni}(d, d'){}^{68}\text{Ni}^*$ nous avons obtenu un spectre en énergie d’excitation sur une gamme plus courte que ce que nous aurions eu avec les siliciums, cependant cela n’a pas posé problème pour la réaction ${}^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha'){}^{68}\text{Ni}^*$ car les conditions de pression étaient différentes.

Les conventions concernant la relation entre le parcours R et l’angle θ de la réaction d’une part, leurs projections respectives sur le plan de pads cathodique R_{2d} et θ_{2d} d’autre part, ainsi que l’angle φ et les coordonnées de la trajectoire de la particule diffusée sont présentées en figure 3.3.

Nous définissons également le côté de MAYA vers lequel la particule de recul est diffusée : le côté gauche correspond aux rangées 1 à 16, et le côté droit aux rangées 17 à 32 (fig 3.3). La zone dite “faisceau” correspond aux rangées 15 à 19.

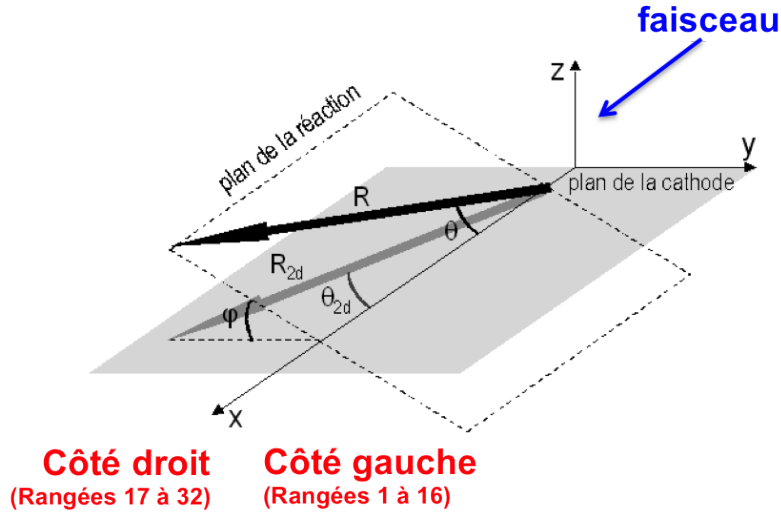


FIGURE 3.3 – Relations entre l'angle et le parcours projetés sur le plan de la cathode, R_{2d} et θ_{2d} , et l'angle et le parcours de la particule de recul, θ et R . L'angle φ correspond à l'angle entre le plan de la réaction et le plan de la cathode.

3.2 Etalonnages

3.2.1 Etalonnage des pads

Il s'agit ici de faire en sorte que chacun des 1024 pads ait une réponse identique à un même signal, indépendamment de l'amplification faite par exemple par la puce GASSIPLEX. Pour cet ajustement nous utilisons un générateur d'impulsions. Des impulsions de même amplitude sont envoyées sur les 32 fils pour simuler l'arrivée d'un signal physique sur toute la longueur de ces fils, et nous étudions la réponse des 1024 pads. Quatre séries d'impulsions ont été faites par un étalonnage de pads², nous pouvons remarquer (fig 3.4) que les facteurs choisis ne sont pas espacés régulièrement et plus rapprochés vers les basses amplitudes, ceci dans le but de tester les non-linéarités en bas de gamme des ADC car nous attendons des signaux avec de faibles énergies déposées. La réponse de chacun des pads est ensuite corrigée par un polynôme d'ordre 1. Au cours des essais faits avec des polynômes d'ordre supérieur,

2. Nous avons adapté le facteur d'atténuation de chaque série d'impulsions de sorte à avoir un étalonnage plus fin dans la région des basses énergies, c'est-à-dire notre région d'intérêt.

il n'a pas été noté d'amélioration sur la qualité de l'ajustement par rapport au polynôme d'ordre 1. La figure 3.4 présente le résultat de cet ajustement.

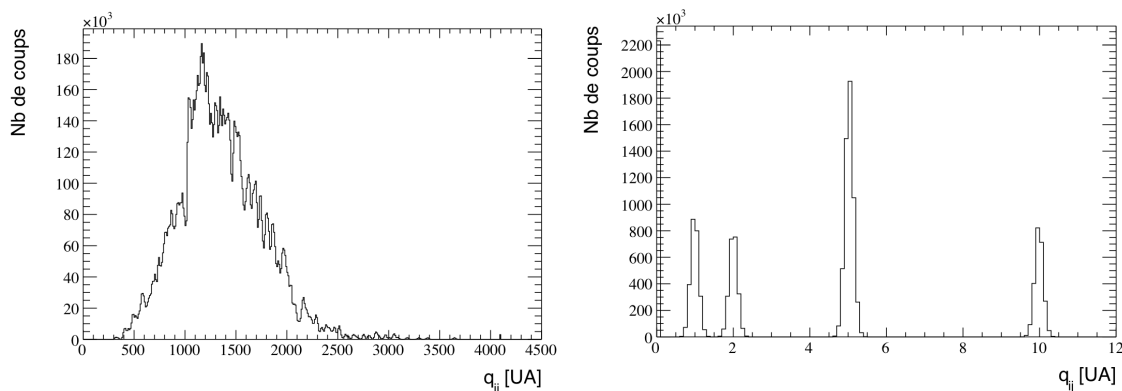


FIGURE 3.4 – Charges vues par les 1024 pads lors de l’envoi d’impulsions de quatre amplitudes différentes sur les fils. A gauche : avant étalonnage. A droite : après étalonnage.

La qualité de l’ajustement peut être évaluée en calculant l’écart-type σ_k de chacun des pics k pour la superposition des 1024 pads, et la moyenne du σ_k d’un pic k pour tous les pads. Nous trouvons alors une erreur sur l’étalonnage de 0.02 (UA de charge sur une gamme de 12).

Le pic à la charge 0 correspond au piédestal. Il faut noter qu’il s’agit ici d’un ajustement relatif, il n’y a pas, à ce stade, d’équivalence entre la charge et l’énergie déposée.

D’avantage d’informations concernant cet étalonnage des pads, ainsi que les étalonnages suivants, sont fournies en annexe A.

3.2.2 Etalonnage des fils

Etalonnage en temps

Il est nécessaire que deux signaux arrivant physiquement en même temps sur deux fils différents, donnent un même temps t , indépendamment du retard qu’il peut y avoir dans les différentes lignes électroniques. Afin d’étalonner ces temps fils, nous utilisons un générateur d’impulsions périodiques dénommé “Time Calibrator”. Des impulsions ont été générées toutes les $0.64 \mu s$ sur une gamme de $20.48 \mu s$. Cette gamme permet de s’assurer que nous lisons le premier et le dernier pic généré, et

ainsi nous sommes certains que le premier pic vu est bien le même pour tous les fils, l’alignement en temps est alors possible. Une régression linéaire pour chaque fil permet donc à la fois d’aligner toutes les réponses en temps des fils, et d’avoir une équivalence canal-temps. La figure 3.5 présente le résultat de cet étalonnage.

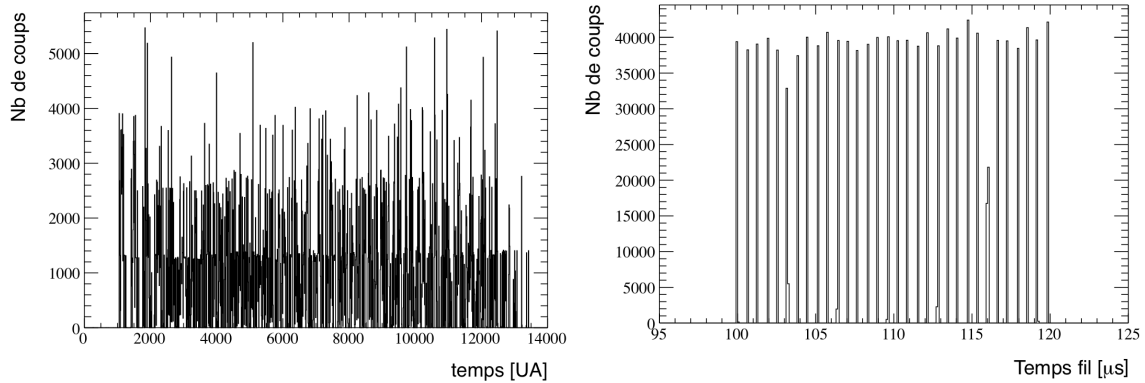


FIGURE 3.5 – Temps codés par les 32 fils lors de l’application d’une série de 32 impulsions espacées de $0.64 \mu\text{s}$. A gauche : avant étalonnage. A droite : après étalonnage.

De la même manière que pour l’étalonnage des pads, l’erreur sur l’étalonnage en temps des fils est évaluée à $0.06 \mu\text{s}$ au maximum.

Nous pouvons noter que cette méthode d’étalonnage utilisant un “Time Calibrator” a également permis d’étalonner les TAC (Time to Amplitude Converter) qui ont été utilisés pour la mesure de temps de vol.

Etalonnage en énergie

L’étalonnage en énergie des fils permet de corriger les différences de gain des préamplificateurs et des amplificateurs. Après correction par un polynôme d’ordre 1, des signaux de même amplitude doivent avoir une réponse identique quelque soit le fil. La même technique que pour les pads a été utilisée pour cet étalonnage. Des séries d’impulsions avec différents facteurs d’atténuation, choisis de sorte à ce que les pics entrent tous dans la gamme de codage des fils, sont envoyées dans l’entrée “test” des préamplificateurs des fils. La figure suivante 3.6 présente le résultat de cet étalonnage en énergie des fils.

De même que précédemment, l’erreur sur l’étalonnage en énergie des fils est estimée à 0.04 (UA d’énergie sur une gamme de 30).

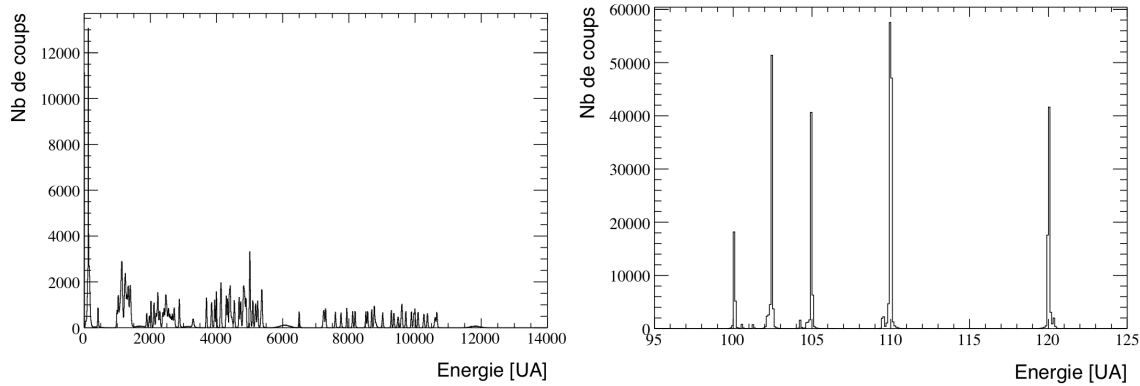


FIGURE 3.6 – *Signal vu par les 32 fils lors de l’envoi d’impulsions de quatre amplitudes différentes sur les fils. A gauche : avant étalonnage. A droite : après étalonnage.*

3.2.3 Etalonnage des siliciums

Les 17 Si en fonctionnement ont été étalonnés en énergie avec une source α . Cette source a pu être placée au centre de MAYA grâce à la présence d’un bras rétractable installé sur une des faces latérales du détecteur, et elle était orientée vers le mur de Si. Cette source α est composée de ^{239}Pu , de ^{241}Am et de ^{244}Cm dont les raies principales de décroissance ont respectivement des énergies de 5.16 MeV, 5.49 MeV et 5.80 MeV [NNDC 13]. Ces étalonnages ont été réalisés dans le vide afin que les α s’arrêtent dans les Si. L’étalonnage est effectué par régression linéaire en considérant ces trois pics α . La figure 3.7 présente le résultat de cet étalonnage.

L’écart-type de ces pics reconstruits vaut $\sigma_k = 0.03$ MeV, et l’erreur sur l’étalonnage, est évalué de la même manière que précédemment à 0.01 MeV.

Comme expliqué dans le paragraphe 2.3.3, les signaux des Si n’ont pas pu être utilisés lors de l’analyse (l’émitance du faisceau était trop importante et il y avait un problème de mise en temps au niveau de l’électronique des Si). Nous ne discuterons donc pas la reconstruction de l’énergie déposée par la particule de recul lorsque cette dernière s’arrête dans le Si. Il faut tout de même noter que dans l’expérience sur ^{56}Ni [Monrozeau 07], l’utilisation des Si avait permis d’obtenir le point à $\theta_{CM} = 6^\circ$ dans la distribution angulaire, or nous avons vu que la zone d’intérêt était située vers des angles plus petits dans le référentiel du centre de masse.

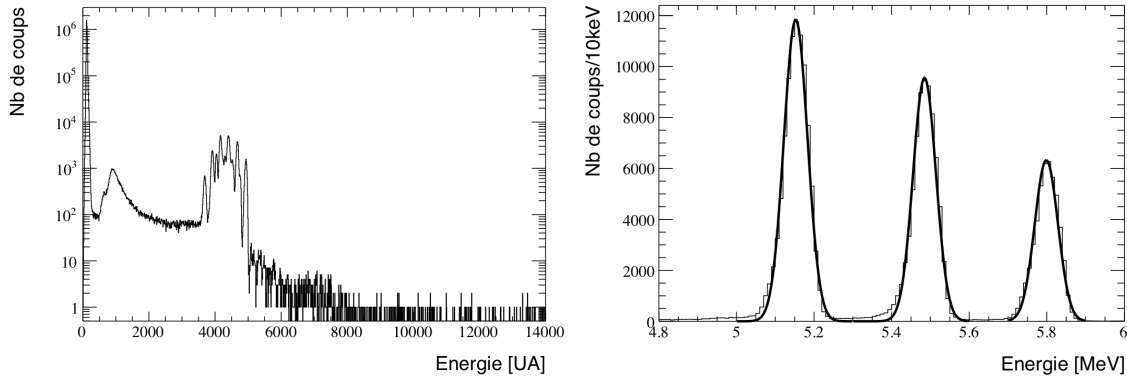


FIGURE 3.7 – *Trois α détectés dans les 17 Si. A gauche : avant étalonnage. A droite : après étalonnage.*

3.3 Reconstruction de l'énergie de recul

3.3.1 Angle de recul

Angle de recul projeté sur le plan de pads

La trajectoire du faisceau d'une part, et de la particule diffusée d'autre part, projetées sur le plan de pads, se réduisent à un ensemble de points de coordonnées (x_n, y_n) , centres des pads touchés, et de charge q_n . La reconstruction des directions de ces deux trajectoires permet d'en déduire l'angle de recul projeté sur ce plan cathodique θ_{2d} , qui est l'angle compris entre ces deux directions (fig 3.8).

Les trajectoires en 2D dans MAYA peuvent être reconstruites par deux méthodes différentes [Roger 11] :

- La méthode de la sécante hyperbolique. Pour cette procédure, le centroïde de la distribution de charge pour chaque rangée perpendiculaire à la direction de la particule diffusée est calculé. Une méthode d'ajustement sur cette distribution de centroïdes est ensuite effectuée.
- La méthode de l'ajustement global. Il s'agit ici d'un ajustement directement sur la distribution de charges composant la trace de la particule diffusée.

Lors de notre expérience et particulièrement lors de la partie en gaz D_2 , l'étalement des charges sur les pads, surtout en ce qui concerne la trajectoire de la particule légère diffusée, n'était pas suffisant pour utiliser la méthode de la sécante

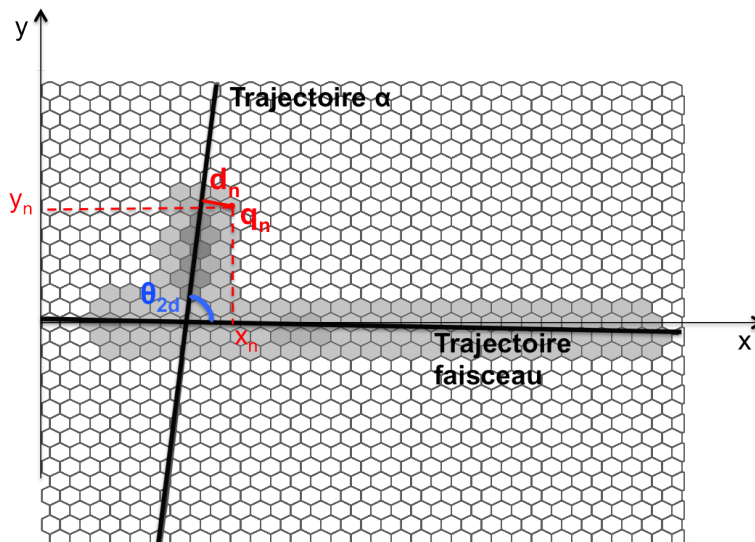


FIGURE 3.8 – Schéma du principe de recherche de l'angle θ_{2d} dans le plan de la cathode : la procédure minimise les distances perpendiculaires d_n pondérées par les charges q_n déposées sur chacun des pads.

hyperbolique. Nous avons donc reconstruit la trajectoire faisceau et la trajectoire du deuton diffusé avec la méthode de l'ajustement global. Lors de la réaction sur alpha, l'étalement des charges était plus important, cependant nous avons continué d'utiliser la méthode de l'ajustement global afin que le traitement des données soit fait exactement dans les mêmes conditions pour les deux cibles.

Soit un ensemble de points (x_n, y_n) pondéré chacun par une charge q_n , représentant les pads appartenant à la trace de la particule diffusée. La droite d'équation $y = ax + b$ est choisie de manière à minimiser les distances perpendiculaires d_n :

$$d_n^2 = \frac{(y_n - (ax_n + b))^2}{1 + a^2} \quad (3.1)$$

La charge induite sur un pad de la cathode est d'autant plus petite que ce pad est éloigné du nuage électronique produit par la particule ionisante, la distribution de charges suivant une loi en sécante hyperbolique (fig 3.9).

Cette loi de distribution de charges est exactement prise en compte lorsque l'on applique la méthode de la sécante hyperbolique. Mais pour la méthode de l'ajustement global, afin de tenir compte de cet effet lors de la recherche de la droite, les

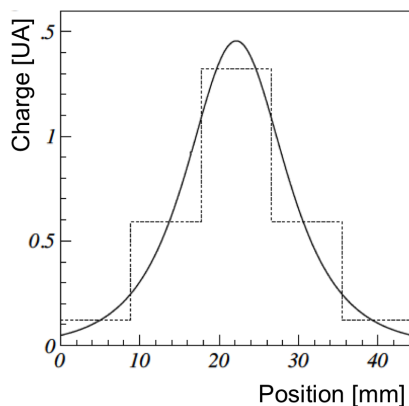


FIGURE 3.9 – Exemple de distribution de charge (1 dimension) générée par une source ponctuelle située 10 cm au dessus du plan cathodique.

distances d_n sont pondérées par des coefficients : les charges q_n . Ainsi les pads exactement situés à la verticale du passage de la particule ionisante voient une charge plus importante et ont un poids plus fort dans la procédure d'ajustement de la trajectoire que les pads éloignés. Le coefficient directeur a et l'ordonnée à l'origine b de la droite sont déterminés en minimisant la quantité χ^2 suivante [Roger 11] :

$$\chi^2 = \sum_n q_n d_n^2 \quad (3.2)$$

Nous obtenons alors les paramètres a et b de la droite :

$$a = \tan \theta_{2d} = \frac{\sigma_y^2 - \sigma_x^2}{2\sigma_{xy}} + \sqrt{\frac{\sigma_y^2 - \sigma_x^2}{2\sigma_{xy}} + 1} \quad (3.3)$$

$$b = -aE_x + E_y \quad (3.4)$$

où E_x est la moyenne pondérée de la position x des pads inclus dans cet ajustement :

$$E_x = \sum_n \frac{q_n}{Q} d_n^2 \text{ avec } Q = \sum_n q_n \quad (3.5)$$

et σ_x est l'écart type associé, il est défini tel que :

$$\sigma_x^2 = E_{x^2} - E_x^2. \quad (3.6)$$

Cette procédure est réalisée dans un premier temps pour tous les pads des rangées 15 à 19 incluses. Nous obtenons alors la reconstruction de la trajectoire faisceau. Un événement “faisceau type” est ensuite soustrait événement par événement afin d’isoler la trace laissée par la particule diffusée et ainsi identifier clairement les pads contribuant à cette dernière trace, de celle laissée par le ^{68}Ni . L’événement “faisceau type” a été obtenu de la manière suivante : pour les données en deutons d’une part et en alphas d’autre part, nous avons sélectionné n_{faisceau} événements déclenchés par le trigger diamant, ceci afin d’avoir un maximum de traces faisceau propres sans particules diffusées, et où il y a au moins 20 pads touchés sur les rangées centrales 17 ou 18. Nous avons calculé une “moyenne” de la distribution de charge de ces événements, et nous avons donc obtenu une “moyenne” des charges collectées sur les pads suite au passage d’un ^{68}Ni . Cet événement “faisceau type” est présenté en figure 3.10, dans le cas de l’étude en gaz D_2 et en mélange (95%He + 5% CF_4).

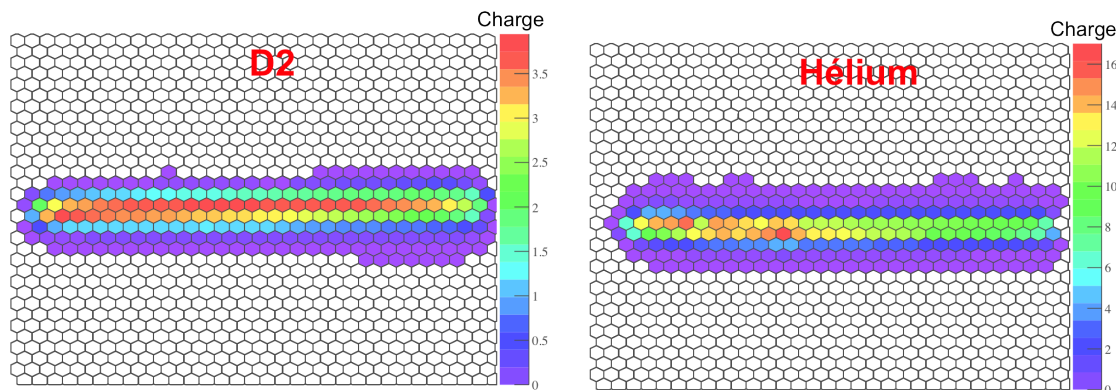


FIGURE 3.10 – Événement “faisceau type” obtenu en faisant la moyenne des événements déclenchés par le diamant et touchant au moins 20 pads sur les rangées 17 ou 18. A gauche : en gaz D_2 . A droite : en gaz (95%He + 5% CF_4).

Une fois la trace du deuton ou de l’alpha de recul isolée, la procédure de reconstruction de trajectoire par méthode de l’ajustement global est appliquée. Plusieurs cas sont alors possibles :

- Dans le cas standard (fig 3.11), c’est -à-dire dans le cas de traces relativement longues et où le maximum de charge déposée correspond effectivement à la région du pic de Bragg, elle est appliquée une première fois uniquement aux

pads ayant une charge q_{ij} supérieure à $0.8 * q_{ijmax}$, où q_{ijmax} est la charge maximale collectée sur un pad pour un événement donné. Le but de cette première étape est d'obtenir une première estimation, stable, de la trajectoire. La distance moyenne d_{moy} de ces pads à la première trajectoire reconstruite est calculée. La procédure de reconstruction est appliquée une seconde fois, afin d'affiner l'ajustement, cette fois ci en prenant en compte tous les pads de charge non nulle vérifiant la condition $d_n < 2d_{moy}$.

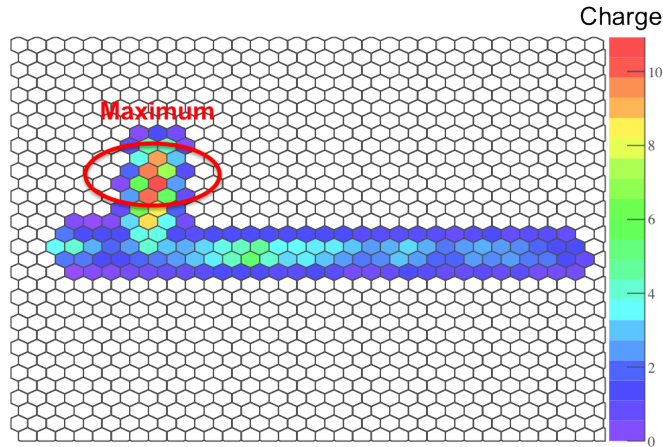


FIGURE 3.11 – Événement issu des données. Distribution de charges correspondant à la définition du cas standard, tracée avant soustraction du faisceau.

- Dans le cas non standard (fig 3.12) où les charges maximales déposées sont présentes au niveau du faisceau, la reconstruction est basée sur une première sélection des pads loin du faisceau (avant la rangée 14 si la particule légère est diffusée du côté gauche et après la rangée 19 si elle l'est du côté droit) puis une deuxième reconstruction de manière similaire au cas standard, c'est-à-dire avec une sélection de pads vérifiant la condition $d_n < 2d_{moy}$.
- Pour les traces très courtes ne sortant pas de la zone faisceau (fig 3.13), la première reconstruction est faite comme dans le cas standard, mais pour la deuxième, la notion de d_{moy} a peu de sens car peu de pads ont contribué à cette moyenne, il s'agit donc de sélectionner des pads sur une largeur en x ne dépassant pas sept pads pour une rangée donnée, au delà de cette valeur il pourrait s'agir de contribution du faisceau (la soustraction de l'événement "faisceau type" est alors insuffisante).

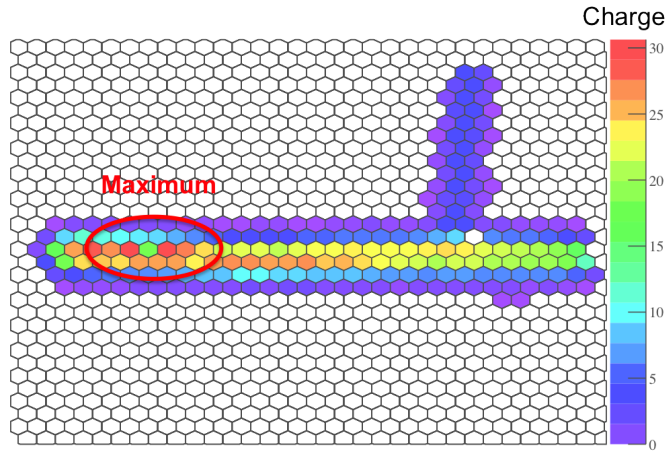


FIGURE 3.12 – *Événement issu des données. Distribution de charges correspondant à la définition du cas non standard. Le pad présentant la plus haute charge est située dans la zone faisceau et non dans la région correspondant au pic de Bragg. Cette distribution de charges est tracée avant soustraction du faisceau.*

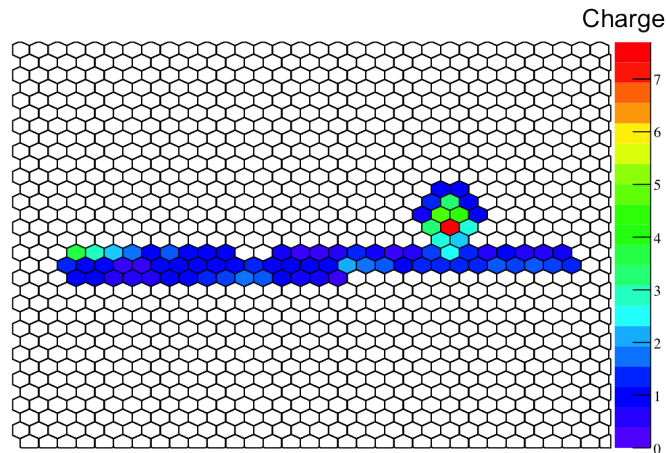


FIGURE 3.13 – *Événement issu des données. Distribution de charges correspondant à la définition du cas des traces courtes. La trace de la particule diffusée ne sort pas de la zone faisceau. Cette distribution de charges est tracée avant soustraction du faisceau.*

Le vertex de la réaction est défini comme l’endroit où a lieu la réaction de diffusion inélastique. Sa projection perpendiculaire sur le plan de pads correspond à

l'intersection de la trajectoire de la particule diffusée avec celle du faisceau. La figure suivante 3.14 présente les étapes de l'ajustement de la trajectoire faisceau, de la soustraction du faisceau, et de l'ajustement (seul la deuxième étape est représentée ici) de la trajectoire de la particule diffusée et l'angle θ_{2d} que l'on peut en déduire.

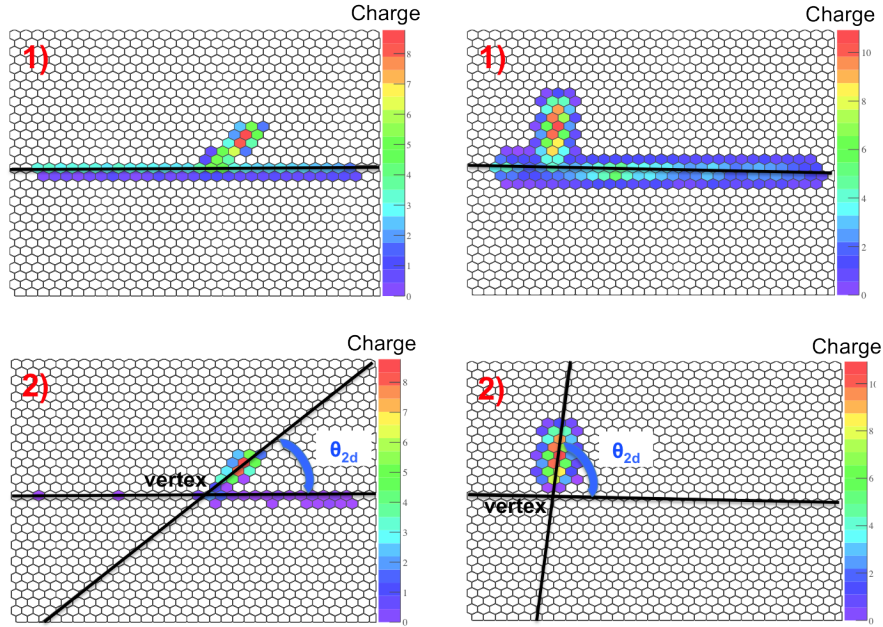


FIGURE 3.14 – *En haut : Etape 1) Reconstruction de la trajectoire faisceau. Un événement “faisceau type” est ensuite soustrait pour isoler la trace du deuton ou de l’alpha de recul. En bas : Etape 2) Reconstruction de la trajectoire faisceau de la particule diffusée et détermination de θ_{2d} et du vertex de la réaction. Les figures de gauche correspondent à l’étude en gaz D_2 et à droite en mélange (95%He + 5% CF_4).*

Plan de réaction

Le plan de réaction est défini comme le plan contenant les trajectoires des produits de la réaction. Dans notre cas, il s’agit donc du plan par lequel passent la trajectoire du ^{68}Ni et du deuton (ou de l’alpha) diffusés. Ce plan forme un angle φ avec le plan de pads cathodique qui peut être déterminé par les distances de dérive des électrons, depuis leur création lors du passage de la particule de recul dans le gaz de MAYA jusqu’aux fils amplificateurs (fig 3.15).

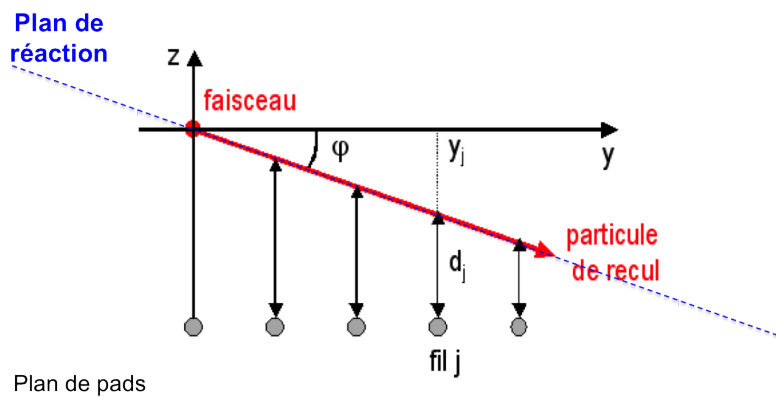


FIGURE 3.15 – Vue schématique en coupe, c'est-à-dire dans le plan (y,z) , d'une réaction dans MAYA. Les électrons créés par la particule de recul migrent vers les fils amplificateurs. Les distances de dérive permettent de reconstruire l'angle du plan de réaction φ .

Au moment où les électrons de dérive arrivent sur un fil j , de position y_j , un temps t_j est enregistré. Connaissant la vitesse de dérive, la distance d_j de dérive peut être calculée pour chaque trajectoire verticale d'électron :

$$d_j = V_d \times t_j \quad (3.7)$$

où V_d est la vitesse de dérive des électrons dans le gaz considéré. Cette vitesse peut être mesurée lorsque MAYA est dans une configuration tournée dans le plan horizontal de 18° , et que le faisceau vient s'arrêter dans les Si (fig 3.16). La distance de dérive est alors connue : elle correspond à la distance entre le plan du faisceau et les fils amplificateurs à la taille de la fenêtre de MAYA près, soit 110 ± 5 mm. Nous déclenchons l'acquisition sur les Si, et le temps ainsi codé par un fil, identique sur tous les fils vu que la propagation du faisceau se fait dans un plan horizontal, correspond au temps de dérive des électrons T_d auquel s'ajoute un retard D imposé au signal provenant des fils.

Il reste alors à estimer le retard D , pour cela l'acquisition est déclenchée par les fils eux-mêmes. La valeur codée par le fil qui déclenche l'acquisition, correspond à ce retard D (fig 3.17). Cette méthode a permis de déterminer une valeur de V_d dans le gaz D_2 à 1 atm égale à 8.7 ± 0.5 mm. μs^{-1} .

En parallèle des simulations GARFIELD ont été effectuées [Pancin 11]. GARFIELD est un programme développé par le CERN permettant de simuler la

3.3. Reconstruction de l'énergie de recul

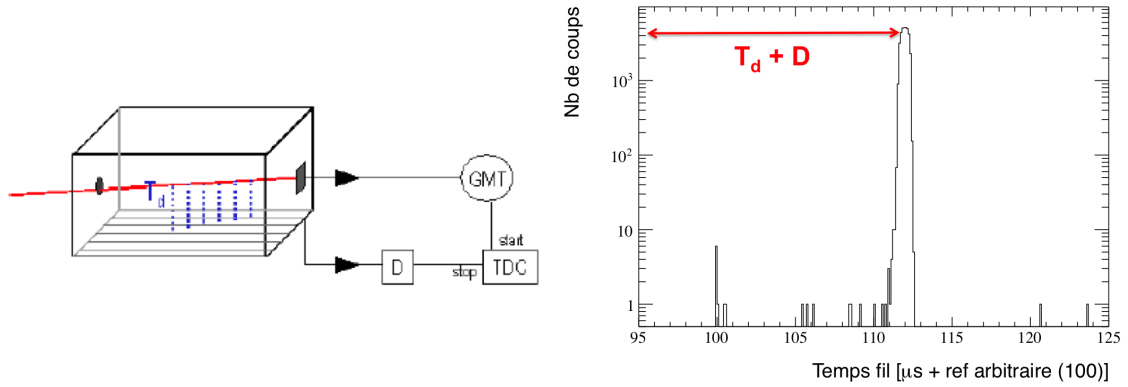


FIGURE 3.16 – *A gauche : schéma du dispositif utilisé pour déterminer V_d , le faisceau entre dans MAYA avec un angle de 18° , déclenchement par les Si. A droite : le spectre obtenu pour le fil 11.*

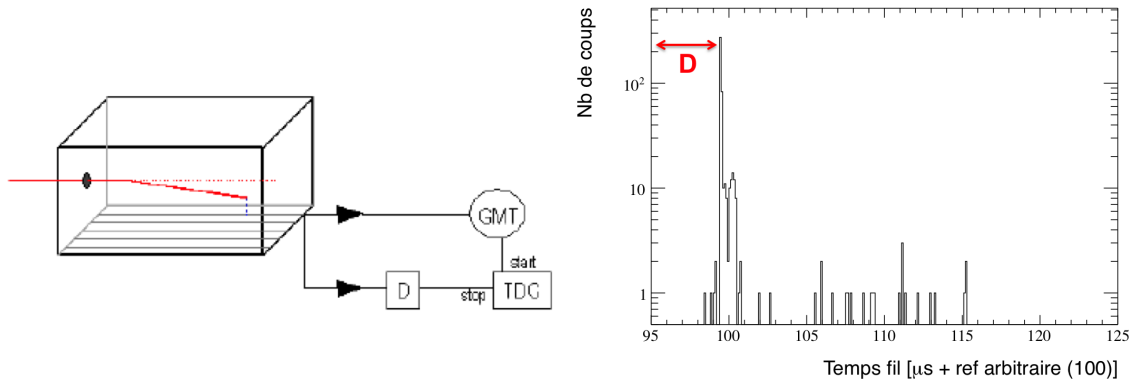


FIGURE 3.17 – *A gauche : schéma du dispositif utilisé pour déterminer le retard D des fils, déclenchement par les fils. A droite : le spectre obtenu pour le fil 11.*

dérive des électrons dans les détecteurs gazeux. Ces simulations donnent une vitesse de dérive $V_d=7.5 \text{ mm}.\mu\text{s}^{-1}$ dans le D_2 à 1 atm, et $V_d=18 \text{ mm}.\mu\text{s}^{-1}$ dans le mélange (95%He + 5% CF_4) à 500 mbar.

Afin d'évaluer l'impact de la vitesse de dérive choisie, nous avons étudié la position du pic élastique en fonction de ces différentes valeurs pour la partie de l'expérience en gaz D_2 à 1 atm. Par la méthode expérimentale, $V_d=8.7 \text{ mm}.\mu\text{s}^{-1}$ et le pic élastique est centré sur -76 keV, pour la valeur issue des simulations GARFIELD $V_d=7.5 \text{ mm}.\mu\text{s}^{-1}$ et le pic élastique est centré à -41 keV. Lors de l'expérience sur ^{56}Ni [Monrozeau 07], la méthode expérimentale avait été utilisée, et la vitesse de dérive

avait été évaluée à $7.2 \pm 1.0 \mu\text{s}$. Il s'agissait du même gaz à la même pression et la tension de dérive était identique. Avec cette dernière valeur de vitesse de dérive nous trouvons un pic élastique centré à -260 keV . Nous pouvons donc voir que les variations introduites par ces différentes vitesses de dérives sont largement inférieures à la résolution en énergie de MAYA (de l'ordre de 2 MeV).

Les simulations GARFIELD sont compatibles avec la mesure effectuée. Ne disposant pas de données avec MAYA tournée lors de l'expérience avec le gaz ($95\% \text{ He} + 5\% \text{ CF}_4$), nous avons choisi d'utiliser les données simulées dans un souci de cohérence entre les deux analyses des deux expériences. D'autre part, nous avons vu précédemment qu'il y a eu un problème avec les événements déclenchés par les Si. La technique de mesure de la vitesse de dérive utilisant un déclenchement Si, il est préférable d'utiliser la valeur donnée par les simulations.

Si nous faisons une régression linéaire sur l'ensemble des points (y_j, d_j) , il est possible de déterminer le coefficient directeur de cette droite et donc l'angle φ qui en est directement dépendant :

$$d_j = a' \times y + b' = \tan \varphi \times y + b' \quad (3.8)$$

3.3.2 Calcul du parcours

Comme nous l'avons déjà évoqué au début de ce chapitre, quand une particule perd toute son énergie dans le gaz de MAYA et s'y arrête, elle parcourt une distance fixe qui ne dépend que de sa nature et de son énergie. La perte d'énergie d'une particule chargée s'arrêtant dans un gaz peut être décrite de la manière suivante : l'énergie déposée est relativement constante au début de trajectoire, puis il y a une augmentation piquée de ce dépôt d'énergie en fin de trace, juste avant l'arrêt de la particule. Ce pic de dépôt d'énergie est appelé pic de Bragg. On définit le point d'arrêt comme situé à la moitié de la pente descendante après le maximum de ce pic de Bragg. La figure suivante (fig 3.18) illustre la définition de ce point d'arrêt et du parcours.

Nous reconstruisons tout d'abord le parcours projeté R_{2d} . Les charges codées par les pads de MAYA le long de la trajectoire sont proportionnelles à l'énergie perdue par la particule. Il y a donc naturellement une charge plus importante en bout de trace dans la zone qui correspond au pic de Bragg.

Toujours en deux dimensions, il s'agit dans un premier temps de reconstruire le profil de charges $Q(r)$, où r est la distance au vertex de la réaction. Dans l'idéal, il faut projeter perpendiculairement sur la trajectoire reconstruite, chaque charge q_{ij} .

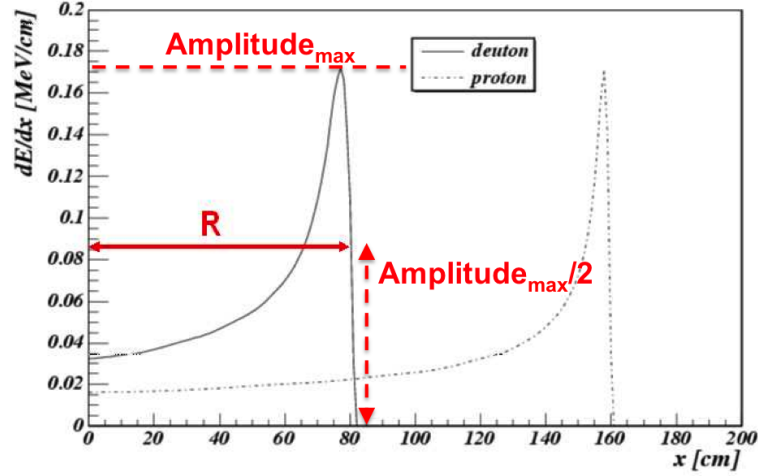


FIGURE 3.18 – Perte d'énergie d'un deuteron et d'un proton de 5 MeV le long de leur trajectoire dans du D_2 gazeux à 1 atm.

Nous avons essayé de reconstruire le profil de charges de cette manière, cependant il y a un biais dû au fait que les pads sont hexagonaux, de dimension finie, et que l'on attribue la localisation de la charge d'un pad à son centre. Le profil de la charge déposée s'avère être dépendant du pas en distance d_r au vertex que nous choisissons. Afin de s'affranchir de ce problème, la projection des charges q_{ij} localisées sur chacun des pads doit se faire en respectant les directions privilégiées des pads de MAYA. En effet, connaissant l'angle θ_{2d} , on doit d'abord trouver l'axe de symétrie le plus perpendiculaire à la trajectoire de la particule diffusée. Cet axe est déterminé en fonction de la valeur de θ_{2d} :

- Axe 1 : $0 \leq \theta_{2d} \leq 60$ deg.
- Axe 2 : $-60 \leq \theta_{2d} \leq 0$ deg.
- Axe 3 : $60 \leq \theta_{2d} \leq 120$ deg ou $-120 \leq \theta_{2d} \leq -60$ deg.

Il s'agit ensuite de cumuler les charges de chacune des rangées k parallèles à cet axe pour obtenir la charge cumulée Q_k . La figure suivante (fig 3.19) présente la manière dont sont cumulées les charges en fonction de l'axe sélectionné pour la projection.

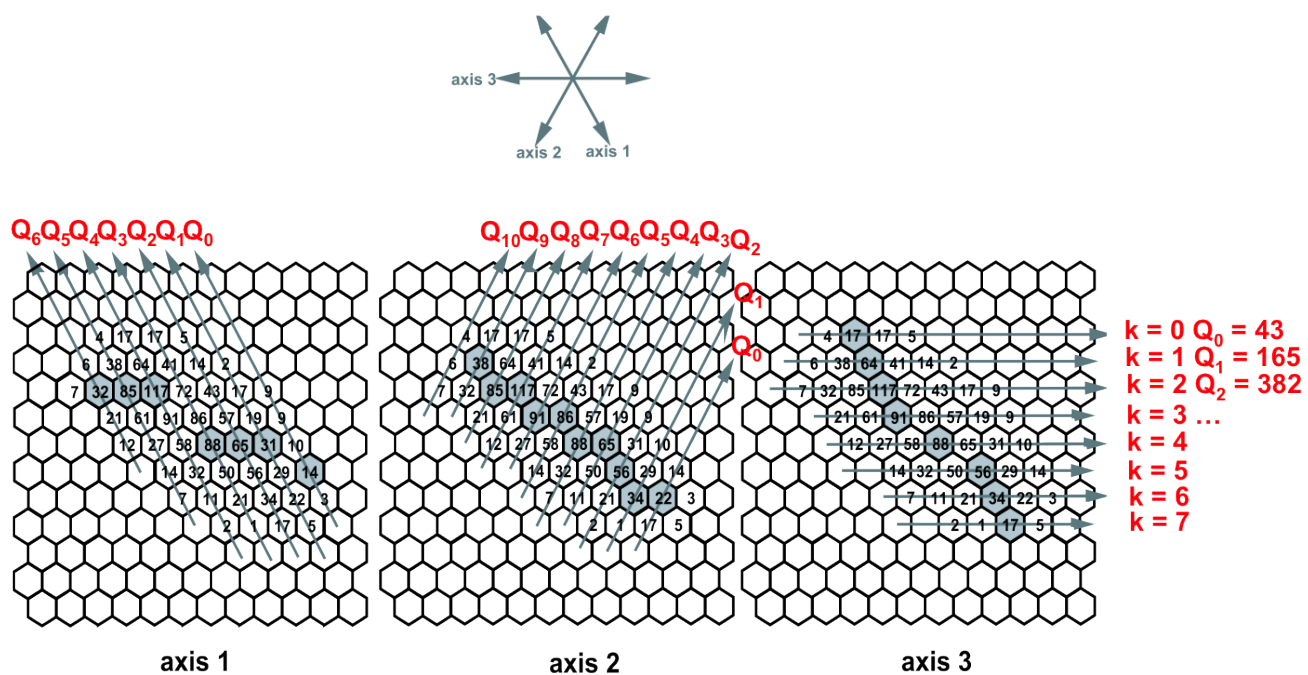


FIGURE 3.19 – Selection de l'axe de symétrie le plus perpendiculaire à la trajectoire de la particule de recul, puis collection des charges rangée par rangée, selon la direction parallèle à l'axe sélectionné.

Cette charge cumulée Q_k sera projetée à la distance r_k du vertex, cette position de projection correspondant à l'intersection de la rangée k avec la trajectoire de la particule diffusée. La figure suivante 3.20, présente cette reconstruction du profil de charges sur un événement physique.

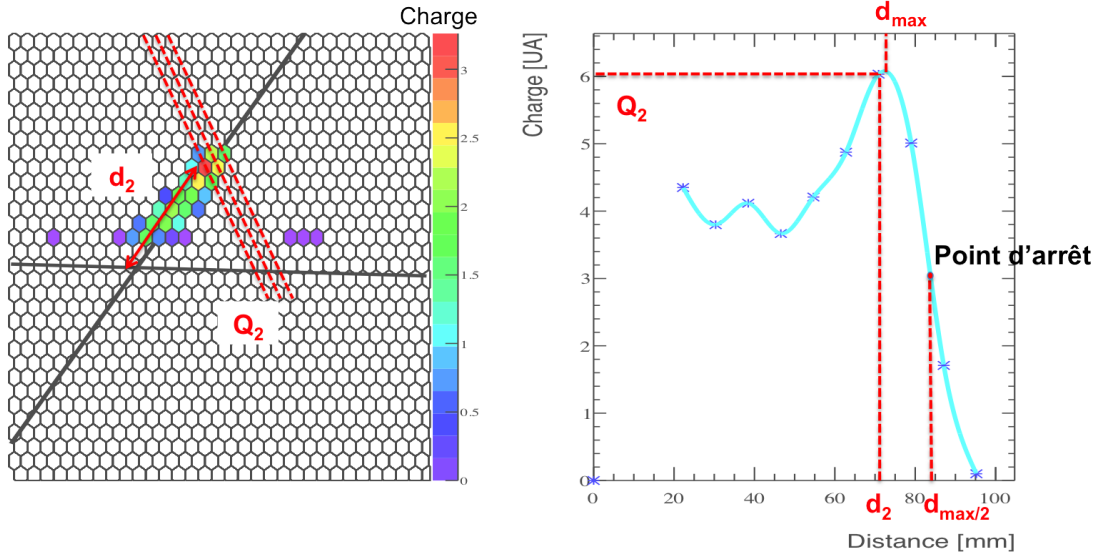


FIGURE 3.20 – A gauche : axes utilisés pour déterminer le profil de la charge déposée par la particule de recul. Exemple de la rangée $k = 2$, l'intersection de cette rangée numéro 2 (parallèle à l'axe 1) avec la trajectoire reconstruite de la particule de recul, permet de définir la distance d_2 au vertex de la réaction. A droite : à partir de ces données (d_k, Q_k) , nous reconstruisons le profil de charges projeté sur le plan de pads.

Une fois la courbe du profil de charge reconstruite, une recherche de maximum est effectuée afin d'identifier la position projetée du pic de Bragg d_{max} . Ensuite, toujours grâce à cette courbe, nous pouvons évaluer la charge en augmentant la distance par pas de 0.2 mm à partir de d_{max} . Nous pouvons ainsi déterminer la position du point d'arrêt $d_{max/2} = R_{2d}$ lorsque la charge en d_{max} a été divisée par 2.

Connaissant R_{2d} , θ_{2d} et φ nous pouvons déterminer le parcours de la particule diffusée R et l'angle θ de la réaction par les relations géométriques suivantes :

$$R = R_{2d} \sqrt{1 + \sin^2 \theta_{2d} \tan^2 \varphi} \quad (3.9)$$

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta_{2d}}{\sqrt{1 + \sin^2 \theta_{2d} \tan^2 \varphi}} \quad (3.10)$$

Nous disposons ainsi des grandeurs physiques nécessaires au calcul de l'énergie du deuton ou de l'alpha de recul.

3.3.3 Energie de recul

Rappelons que, les signaux des Si n'étant pas utilisables, les événements sont sélectionnés de sorte à ne considérer que les particules de recul qui s'arrêtent dans MAYA. Ainsi l'énergie cinétique qu'a acquis le deuton (ou l'alpha) lors de la réaction de diffusion inélastique, est totalement déposée dans MAYA. La correspondance entre le parcours de la particule de recul et son énergie déposée dans le gaz a été établie en utilisant le logiciel SRIM³. Ces tables sont présentées en figure 3.21

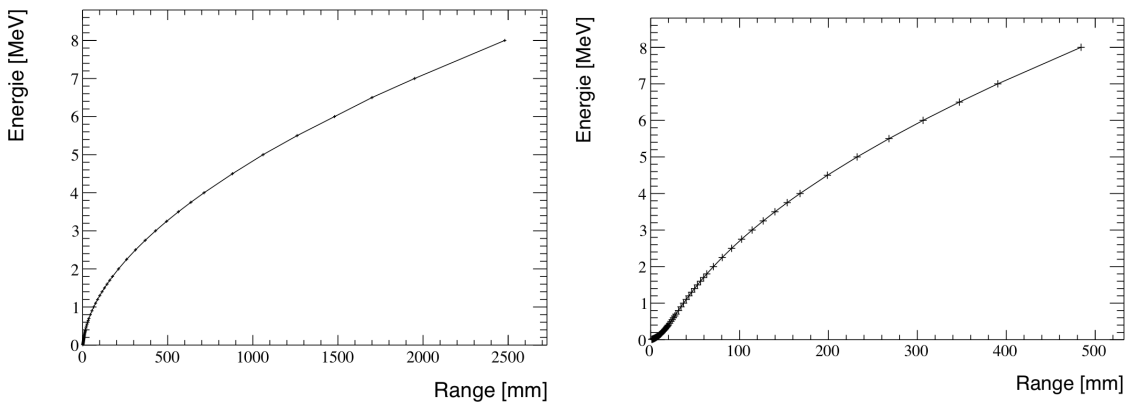


FIGURE 3.21 – Tables SRIM. A gauche : correspondance Energie/Range pour le parcours d'un deuton dans D_2 à 1 atm. A droite : correspondance Energie/Range pour le parcours d'un alpha dans le mélange (95%He + 5% CF_4) à 500 mbar.

3. Lors de l'expérience sur ^{56}Ni [Monrozeau 07], les tables de Northcliffe et Schilling [Northcliffe 70] avaient été utilisées, ces tables donnent les mêmes correspondances énergie/parcours que SRIM dans la zone d'intérêt.

3.4 Sélection des événements

Les conditions de sélection présentées dans ce paragraphe sont celles qui sont les plus à même d'intéresser le lecteur et permettent de suivre les grandes lignes suivies lors de cette analyse. Cependant il y a toujours des cas particuliers qui ne seront pas traités ici. Il est important de noter que tous les cas de figure utilisés lors de l'analyse (y compris les cas particuliers) ont été pris en compte lors des simulations.

3.4.1 Sélection du ^{68}Ni

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.2 du chapitre précédent, le faisceau de ^{68}Ni était contaminé par du ^{67}Ni , du ^{66}Co , du ^{70}Cu et du ^{70}Zn . Sur la matrice d'identification LISE présentée en figure 2.7, nous pouvons voir que :

- Une identification en temps de vol, ce dernier étant dépendant de la masse A du noyau, permettrait d'identifier le ^{66}Co et le ^{67}Ni .
- Une identification en perte d'énergie dans un matériau ΔE , cette dernière est proportionnelle à AZ^2 , permettrait d'identifier le ^{66}Co , le ^{70}Cu et le ^{70}Zn .

Le Si en salle D6 qui a permis cette identification ne pouvait être introduit qu'à faible intensité ($\sim 10^2$ pps). Nous ne pouvions donc pas l'utiliser lors de la prise de données à 10^4 pps, mais nous l'avons introduit régulièrement afin de suivre l'évolution de la pureté du faisceau 2.2.2.

Identification en temps de vol

Concernant l'identification en temps de vol, deux TAC ont été utilisés lors de cette expérience. Ainsi les temps de vol entre la galette à micro-canaux située en salle D4 et le diamant, et le temps de vol entre cette même galette et le cyclotron CSS2 via sa HF (Haute Fréquence), ont été mesurés. Dans les deux cas, le signal provenant de la galette était en "Start" du TAC. Ces signaux n'ont pas permis de distinguer la contribution du ^{66}Co ni celle du ^{67}Ni . De plus, nous avons essayé de trouver une valeur discriminante en temps de vol grâce à l'observation des temps fils calibrés en ne tenant compte que des fils sous le faisceau. Cette étude n'a pas donné de résultat concluant.

Identification en perte d'énergie

Concernant l'identification en perte d'énergie, différents tests ont été effectués :

- Etude de l'énergie déposée sur la rangée de pads numéro 16 ou 17 ou 18 (rangées centrales en dessous du faisceau).
- Etude de la somme des énergies déposées sur les rangées 16, 17 et 18. Cette étude a également été effectuée en fonction des différents triggers.
- Etude de la somme des énergies déposées sur les rangées 14, 15, 16, 17 et 18. A la différence du point précédent, on s'affranchit ici du fait que le faisceau peut être centré sur la rangée 16, donc un signal obtenu sur les rangées 15-16-17, ou 17, donc un signal obtenu sur les rangées 16-17-18.
- Etude au 2ème ordre en essayant de trouver des corrélations entre une perte d'énergie ΔE_1 au dessus d'un bloc de pads au début de MAYA, en fonction de la perte d'énergie ΔE_2 au dessus d'un bloc de pads en fin de trace faisceau dans MAYA.

Ces tests se sont avérés non concluants. La variable qui a permis finalement de purifier notre faisceau en ΔE lors de l'expérience en gaz D₂, est l'énergie recueillie au niveau du fil 17. La figure 3.22 présente l'énergie déposée dans le Si en D6 en fonction de l'énergie déposée sur le fil 17 pour un run où le Si en D6 avait été introduit.

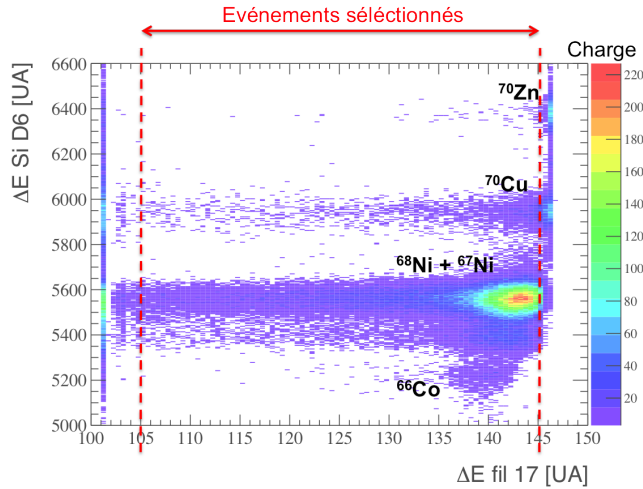


FIGURE 3.22 – *Energie déposée dans le Si en D6 en fonction de l'énergie déposée sur le fil 17 dans MAYA pour un run en gaz D₂.*

Une coupure, telle que l'énergie déposée sur le fil 17 doit être comprise entre 105 et 145 (UA d'énergie déposée), permet d'éliminer une partie des contaminants de ⁷⁰Cu et de ⁷⁰Zn. Ainsi la pureté du faisceau en ⁶⁸Ni est passée de 76% à 81% pour les runs de statistiques en gaz D₂. Nous n'avons pas pu sélectionner de la même

manière l'énergie déposée sur le fil 17 lors de l'expérience en gaz (95%He + 5%CF₄), car l'amplification était telle que les énergies déposées sur les fils sous le faisceau étaient à la saturation. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.2, la pureté lors de cette partie d'expérience était alors comprise entre 70% et 80% typiquement.

3.4.2 Sélection de la particule de recul

L'identification de la particule de recul dans MAYA se fait en traçant la matrice (R, Q) où R est le parcours de la particule diffusée, et $Q = \sum_k Q_k$ la charge totale que cette dernière a déposée entre le vertex de la réaction et son point d'arrêt. A partir de la relation de Bethe-Bloch on obtient 3.11 :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E} R \propto \frac{Q^2}{AZ^2} \quad (3.11)$$

Cette équation montre que la perte d'énergie d'une particule d'énergie E dans un matériau donné, dépend de la nature de la particule : sa masse A et sa charge Z . Ainsi en intégrant cette relation sur tout le parcours de la particule dans le gaz, on peut en déduire la relation suivante :

$$R \propto \frac{Q^2}{AZ^2} \quad (3.12)$$

En traçant le parcours R en fonction de Q , nous devrions obtenir des fragments de paraboles, chacune d'elle correspondant à une valeur de AZ^2 .

Sélection du deuton de recul

Lors de l'expérience visant à étudier la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$, le gaz utilisé dans MAYA était du deutérium D₂ pur. En choisissant les événements dont le vertex est suffisamment loin de la fenêtre d'entrée ou de celle de sortie (§3.4.3), on s'affranchit des contributions non souhaitées de diffusion du ^{68}Ni sur les noyaux d'hydrogène, d'oxygène ou de carbone composant le mylar de la fenêtre d'entrée et le diamant en sortie. La principale source de contamination est ici le breakup de deuton, et il est nécessaire d'identifier les deutons provenant de la diffusion inélastique du ^{68}Ni sur deutons, des protons issus de la réaction de breakup de deutons. Cependant les conditions de fonctionnement de MAYA en gaz D₂ à 1 atm n'ont pas permis une distinction suffisamment fine en parcours et en charge déposée permettant l'identi-

fication d'un deuteron ou d'un proton de recul. La figure 3.23 présente cette matrice (R, Q) lors de l'expérience à 1 atm en D_2 .

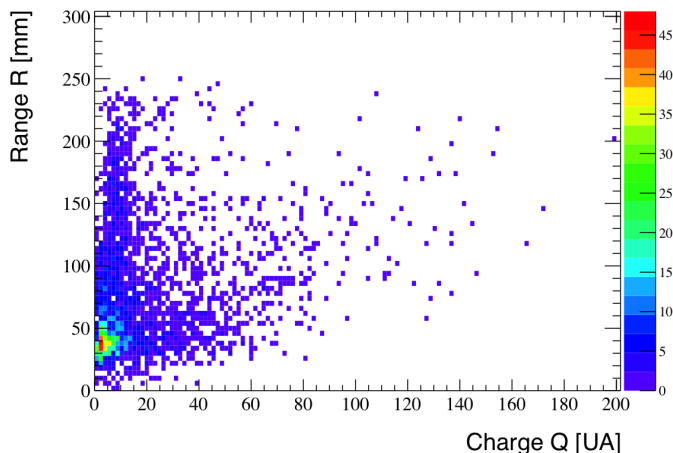


FIGURE 3.23 – *Parcours R de la particule diffusée en fonction de la charge totale déposée sur les pads constituant la trace 2D de la particule diffusée pour l'expérience D_2 à 1 atm.*

Différentes études ont été menées afin de trouver une grandeur plus appropriée que la somme Q des charges recueillies sur les pads, pour reconstruire la perte d'énergie et séparer les deutons des protons. Nous pouvons citer comme exemple l'étude de :

- La matrice (R, E_{FilMax}) où E_{FilMax} correspond à l'énergie déposée sur le fil au niveau du pic de Bragg. Il s'agit de l'énergie déposée sur le fil présentant la plus grande charge à l'exception des fils sous le faisceau.
- La matrice $(R, E_{FilTotal})$ où $E_{FilTotal}$ correspond à la somme des énergies recueillies sur les fils présents sous la particule diffusée, toujours en excluant les fils sous le faisceau.

Malgré ce travail, nous n'avons pas réussi à trouver une observable permettant d'identifier les protons. La contribution du breakup de deutons a donc été évaluée grâce à une simulation. Ceci sera détaillé au paragraphe 3.6. La réaction de breakup est la source de contamination dominante à cause de sa faible énergie de liaison (2.2 MeV). La réaction de transfert de neutron $^{68}\text{Ni}(d,p)$ quant à elle n'est pas prise en compte, d'une part parce que les sections efficaces des réactions de transfert sont plus faibles, surtout à 50A MeV, que la section efficace de breakup, et d'autre part parce que les protons issus de ce transfert émis entre 0° et 90° dans le laboratoire

ont une énergie au minimum de 20 MeV lorsque l'énergie d'excitation du ^{68}Ni varie entre 0 MeV et 30 MeV, ils sont donc trop énergétiques pour être détectés par notre dispositif. En effet ils ont un parcours au minimum de 23 m et l'énergie déposée en début de trace est de quelques 0.1 keV/mm (à comparer à l'énergie moyenne déposée par un proton de 1 MeV dans MAYA qui est de l'ordre de 100 keV/cm).

Sélection de l'alpha de recul

Pour l'étude de la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$, le gaz était un mélange (95%He + 5%CF₄) à 500 mbar. En prenant les mêmes précautions concernant la position du vertex de la réaction, les contaminations peuvent provenir des réactions de diffusion sur le carbone ou sur le fluor du quencher. La figure 3.24 présente la matrice (R, Q) , permettant l'identification de l'alpha de recul.

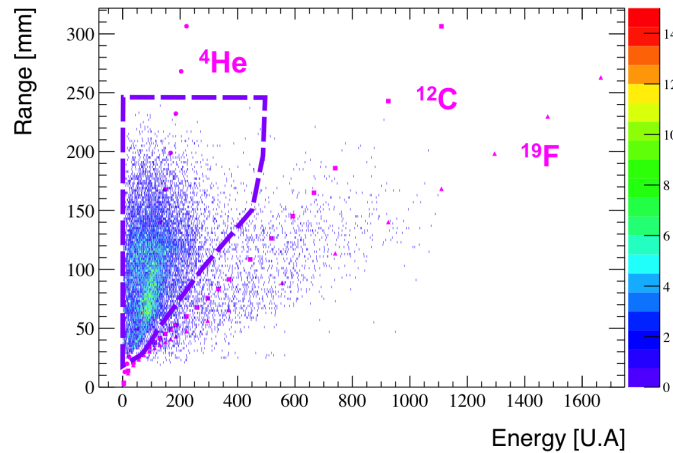


FIGURE 3.24 – Parcours R de la particule diffusée en fonction de la charge totale déposée sur les pads constituant la trace 2D de la particule diffusée pour l'expérience en mélange (95%He + 5%CF₄) à 500 mbar. Les lignes de points, carrés et triangles sont issues de calculs réalisés avec SRIM et normalisés sur les données. Le contour de sélection des alphas est représenté en trait pointillé.

Un contour a donc été réalisé sur cette matrice de sorte à ne sélectionner que les alphas de recul. La stabilité des spectres physiques obtenus, c'est-à-dire le fait que la position et la largeur des structures sont inchangées, a été vérifiée lorsque la coupure était plus stricte. De plus, nous avons observé que les traces multiples dans

MAYA, susceptibles de représenter des réactions sur le carbone ou le fluor et donc de produire des particules telles que $Z > 2$, étaient majoritairement situées dans la partie à haute charge déposée sur les pads de cette matrice.

3.4.3 Sélection géométrique des événements dans MAYA

Les événements dont nous reconstruisons le parcours R et l'angle θ de la réaction sont sélectionnés selon les conditions suivantes :

- La particule doit s'arrêter dans MAYA. Une fois le parcours et l'angle θ reconstruits, les coordonnées (x, y, z) du point d'arrêt de la particule diffusée sont calculées et sélectionnées de sorte que ce point se trouve dans le volume actif de MAYA.
- L'angle θ_{2d} doit être compris entre $+10^\circ$ et $+95^\circ$ pour les particules diffusées sur le côté gauche de MAYA, et entre -10° et -95° pour celles diffusées côté droit. En effet, il n'y a pas d'événement de diffusion inélastique au-delà de $\theta=90^\circ$ dans le laboratoire; et en dessous de $\theta=10^\circ$ dans le laboratoire, la trajectoire de la particule diffusée est trop proche de la trajectoire faisceau, il est alors impossible de distinguer si la distribution de charges provient du dépôt d'énergie de la particule diffusée ou de celui du faisceau.
- La position du vertex de la réaction doit être comprise entre 45 mm et 257 mm selon l'axe O_x . Cette sélection correspond aux 3/4 centraux de MAYA selon la direction O_x . Cela permet d'éliminer les événements de diffusion sur la fenêtre d'entrée (premier 1/8) ou sur le diamant (dernier 1/8). Une sélection plus stricte, contenant uniquement les vertex de réaction sur la moitié centrale de MAYA, a été testée. Les spectres obtenus sont similaires dans les deux cas, seule la statistique change.
- Le nombre de pads contribuant à la trace laissée par la particule diffusée doit être supérieure à cinq pour la réaction sur deuton. En ce qui concerne la réaction sur alpha, la statistique étant plus importante nous avons pu être d'avantage sélectifs, et nous avons imposé qu'il y ait au moins cinq pads contribuant à trois points différents de la reconstruction du pic de Bragg projeté.

D'autres sélections ont également été ajoutées lorsque certaines parties du détecteur ne répondaient plus normalement. Par exemple, lors de l'expérience sur alpha, un pad situé sous le faisceau affichait un signal saturé de manière permanente,

ceci avait pour effet d'induire de nombreux événements reconstruits au vertex de position 122 mm selon l'axe O_x , soit exactement à la position de ce pad. Une coupure des événements dont le vertex se trouvait proche de cette valeur a alors été effectuée.

Nous rappelons ici que toutes ces coupures et conditions sont prises en compte dans la simulation, et donc que la perte d'événements est compensée lors de la correction d'efficacité.

3.5 Simulations

Des simulations ont été effectuées afin de calculer l'efficacité géométrique du système de détection. Les données simulées ont également permis d'estimer les erreurs faites lors de la reconstruction du parcours R , de l'angle de la réaction dans le référentiel du laboratoire θ , et dans le référentiel du centre de masse θ_{CM} .

3.5.1 Efficacité géométrique

Ces simulations ont été effectuées avec le code ActarSim [Alvarez Pol 08]. Ce code a été développé afin de simuler les dispositifs expérimentaux utilisant la future TPC ACTAR. Nous avons adapté la géométrie du détecteur, la nature du système de détection (plan de fils anodique, plan de pads cathodique) à notre système de détection, MAYA. Ces simulations ont été réalisées en plusieurs étapes :

- La partie ActarSim proprement dit. Elle est basée sur la plateforme logicielle Geant4. Dans cette partie les réactions d'intérêt ${}^{68}\text{Ni}(d, d'){}^{68}\text{Ni}^*$ et ${}^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha'){}^{68}\text{Ni}^*$, ainsi que le parcours des différentes particules avant et après réaction, sont simulées dans le volume actif de MAYA.
- La partie "digitalisation". Elle consiste à simuler la dérive des électrons issus de la ionisation dans la zone active de MAYA, la collection d'électrons sur les fils pour coder un temps, puis à faire une amplification et un élargissement du signal dans la zone de détection pour récupérer une distribution de charges sur les pads.
- La reconstruction. Suite à une conversion, les données simulées en sortie de ses étapes sont exactement au format des données physiques (en plus de l'enregistrement événement par événement des valeurs simulées), la largeur des traces lues sur le plan de pads a d'ailleurs été vérifiée et validée comme compatible

avec les données physiques. Nous avons donc pu faire passer toutes les données simulées dans le code de reconstruction utilisé pour les données physiques, sans modification de ce dernier. L'efficacité évaluée ici est donc la convolution de l'efficacité géométrique proprement dite et de l'efficacité de reconstruction. Cela permet de corriger les erreurs systématiques liées aux procédures de reconstruction.

Pour chacune des deux expériences :

- 1000 événements par énergie et par angle dans le centre de masse ont été simulés.
- Avec une distribution aléatoire de x_{vertex} entre 40 et 270 mm.
- Avec une distribution aléatoire en angle φ sur 360° .

La figure 3.25 montre l'efficacité (géométrique et de reconstruction) en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni et de l'angle θ_{CM} dans le référentiel du centre de masse. Il faut noter qu'il s'agit ici pour chaque événement simulé de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni et de l'angle θ_{CM} reconstruits (après reconstruction des événements on peut en déduire l'énergie d'excitation du ^{68}Ni et de l'angle θ_{CM} reconstruits événement par événement) et non simulés au départ.

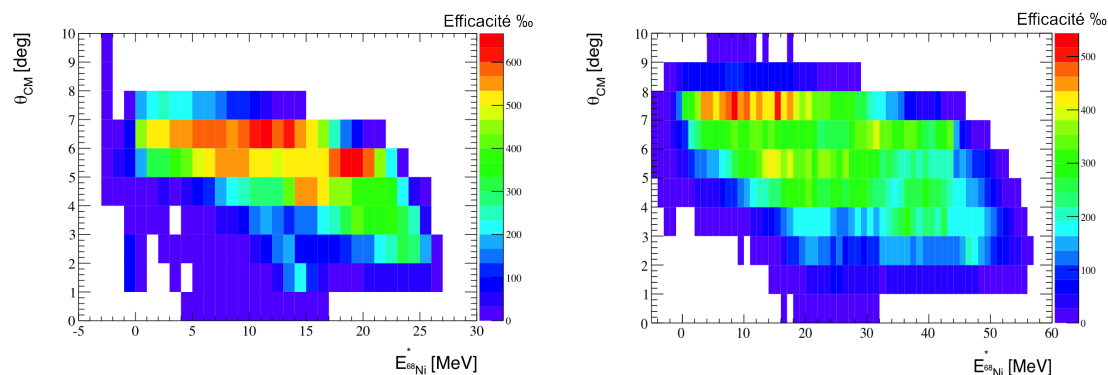


FIGURE 3.25 – *Efficacité géométrique et de reconstruction en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni et de l'angle θ_{CM} . A gauche : pour l'étude de la réaction $^{68}\text{Ni}(d,d')^{68}\text{Ni}^*$ dans D_2 à 1 atm. A droite : pour l'étude de la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha,\alpha')^{68}\text{Ni}^*$ dans le mélange (95%He + 5%CF₄) à 500 mbar.*

Les petits angles dans le référentiel du centre de masse correspondant aux traces les plus courtes sont difficiles à reconstruire, d'où la faible efficacité dans cette région. Au contraire, vers 5° et 6° les traces sont plus longues, et l'efficacité peut atteindre 60% en deutons. Nous pouvons aussi remarquer que l'efficacité est de manière générale plus faible en alphas qu'en deutons, ceci vient du fait que la pression mise

dans MAYA pour étudier la zone d'intérêt cinématique lors de l'expérience en gaz (95%He + 5%CF₄) était un peu trop élevée (une valeur optimale aurait été 98%He + 2%CF₄ vers 300 mbar).

Cette matrice efficacité peut être appliquée maintenant comme un filtre à la distribution des événements physiques (distribution en énergie d'excitation de ⁶⁸Ni et en angle dans le référentiel du centre de masse).

3.5.2 Calcul d'incertitude

Comme nous connaissons exactement le parcours R , l'angle de réaction dans le référentiel du laboratoire θ , l'énergie d'excitation E_{68Ni}^* et l'angle de réaction dans le référentiel du centre de masse θ_{CM} simulés pour chaque événement, il est possible d'estimer l'erreur faite lors de la reconstruction de l'événement sur ces 4 grandeurs et donc d'en déduire des incertitudes de reconstruction.

L'étude pour les observables dans le référentiel du laboratoire est présentée en annexe B. Nous présentons ici l'incertitude évaluée sur l'angle de la réaction dans le référentiel du centre de masse $\Delta_{\theta_{CM}}$ et sur l'énergie d'excitation du ⁶⁸Ni E_{68Ni}^* .

L'étude de la variable $\Delta_{\theta_{CM}}$, nous permet d'étudier l'erreur faite sur la reconstruction de l'angle de réaction :

$$\Delta_{\theta_{CM}} = \theta_{CMsim} - \theta_{CMrec} \quad (3.13)$$

où θ_{CMsim} est l'angle de réaction dans le centre de masse simulé, et θ_{CMrec} celui reconstruit pour le même événement. La figure 3.26 représente le centroïde et le RMS⁴ de la distribution de ces $\Delta_{\theta_{CM}}$ en fonction de l'énergie d'excitation du ⁶⁸Ni E_{68Ni}^* .

Nous pouvons remarquer que l'erreur sur θ_{CM} est largement inférieure à 1°. Ceci vient de la dynamique du détecteur, en effet avec MAYA 1° dans le référentiel du centre de masse correspond à une zone beaucoup plus étalée dans le référentiel du laboratoire (presque une dizaine de degrés pour les petits angles). Lors de l'étude des distributions angulaires par pas de 1° centre de masse, l'erreur sur θ_{CM} sera donc négligeable.

Enfin nous pouvons regarder l'erreur faite sur l'énergie d'excitation du ⁶⁸Ni E_{68Ni}^* . Nous définissons $\Delta_{E_{68Ni}^*}$:

$$\Delta_{E_{68Ni}^*} = E_{68Ni}^*_{sim} - E_{68Ni}^*_{rec} \quad (3.14)$$

4. Dans tout ce manuscrit le RMS correspond à la déviation standard.

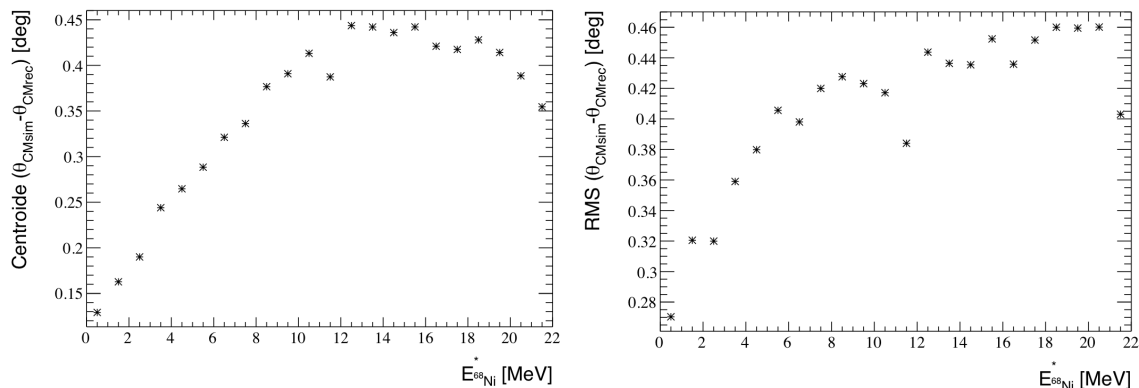


FIGURE 3.26 – *A gauche : centroïde de la distribution de $\Delta\theta_{CM}$ en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni . A droite : RMS de la distribution de $\Delta\theta_{CM}$ en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni .*

où $E_{68Ni}^*_{sim}$ est l'énergie d'excitation du ^{68}Ni simulé, et $E_{68Ni}^*_{rec}$ celle reconstruite pour le même événement. La figure 3.27 représente le centroïde et le RMS de la distribution de ces ΔE_{68Ni}^* en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni E_{68Ni}^* .

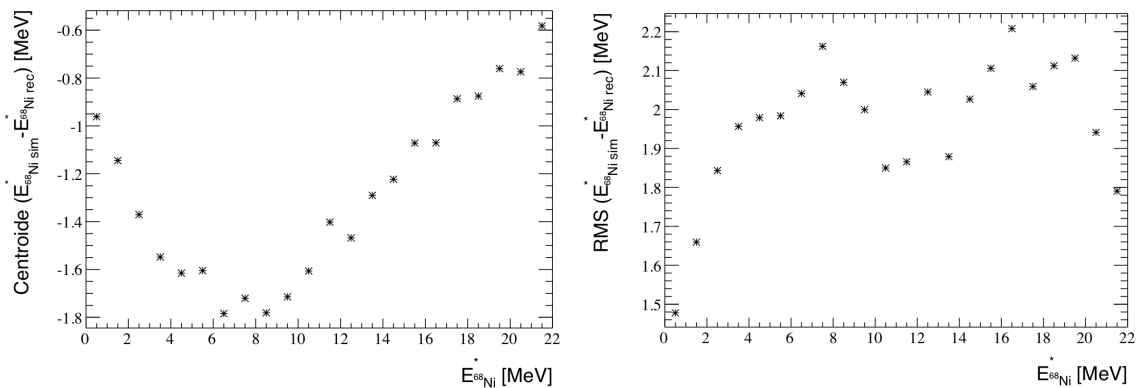


FIGURE 3.27 – *A gauche : centroïde de la distribution de ΔE_{68Ni}^* en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni . A droite : RMS de la distribution de ΔE_{68Ni}^* en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni .*

Ces graphiques permettent d'évaluer la résolution liée au système de détection et à la reconstruction, nous pouvons voir que l'incertitude sur l'énergie d'excitation du ^{68}Ni liée à cette résolution est inférieure à 2 MeV, cette valeur n'est pas un facteur limitant pour la mesure des résonances géantes. Nous reviendrons sur ce point lors de

l'étude du spectre en énergie d'excitation (notamment la largeur du pic élastique).

Des études similaires ont été réalisées pour la partie de l'expérience en gaz (95%He + 5%CF₄), et sont disponibles en annexe B.

3.6 Breakup du deuton

Nous avons vu au paragraphe 3.4.2 que la réaction de contamination dominante pour la réaction étudiée $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$ était la réaction de breakup du deuton, et qu'il était impossible d'identifier les deutons issus de la diffusion inélastique des protons issus de la réaction de breakup. Toutes les particules $Z = 1$ ont donc été reconstruites comme des deutons et afin d'évaluer cette contribution du breakup du deuton nous avons réalisé une simulation. Pour cela nous avons utilisé les mesures de Ridikas et al [Ridikas 00] sur le noyau stable de ^{58}Ni . La figure suivante (3.28) présente la section efficace expérimentale pour la réaction de breakup du deuton sur ^{58}Ni en cinématique directe, pour un faisceau de deutons de 100 MeV total.

Sur la figure de gauche, la section efficace différentielle est représentée en fonction de l'énergie du proton émis. Les protons issus du breakup sont localisés vers les énergies proton de 50 MeV, les plus basses énergies correspondant plutôt à des protons émis par évaporation du ^{58}Ni . Sur la figure de droite, ces sections efficaces sont représentées en fonction de l'angle du proton détecté, ces données ont été prolongées linéairement aux angles avant jusqu'à 0° . La réaction de breakup étant principalement due aux propriétés du deuton, dans la suite nous considérons que le breakup induit par le ^{68}Ni est identique à celui induit par le ^{58}Ni (même numéro atomique Z et 10 neutrons de moins).

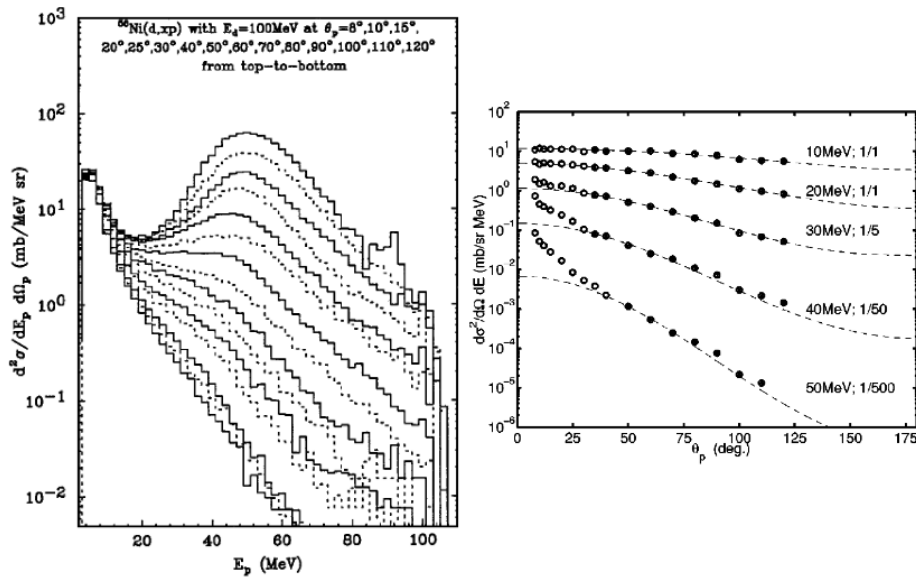


FIGURE 3.28 – Section efficace doublement différentielle des protons produits lors de la diffusion de deutons de 100 MeV sur une cible de ^{58}Ni . A gauche : en fonction de l'énergie du proton émis, chaque courbe correspond à un angle dans le référentiel du laboratoire. A droite : en fonction de l'angle d'émission du proton dans le référentiel du laboratoire, chaque courbe correspond à une énergie du proton émis [Ridikas 00].

La première étape consiste à simuler la production de protons dans le référentiel de cette expérience en cinématique directe, grâce à la méthode Monte Carlo. Cent mille événements ont donc été tirés, avec une énergie et un angle d'émission suivant une loi de probabilité correspondant à la section efficace différentielle expérimentale. Cette simulation a été effectuée pour des protons émis entre 0° et 20° dans le référentiel du laboratoire, car au delà, en cinématique inverse, les protons ont des énergies trop élevées et ils ne sont pas détectés par MAYA. La figure 3.29, présente la distribution de ses événements simulés.

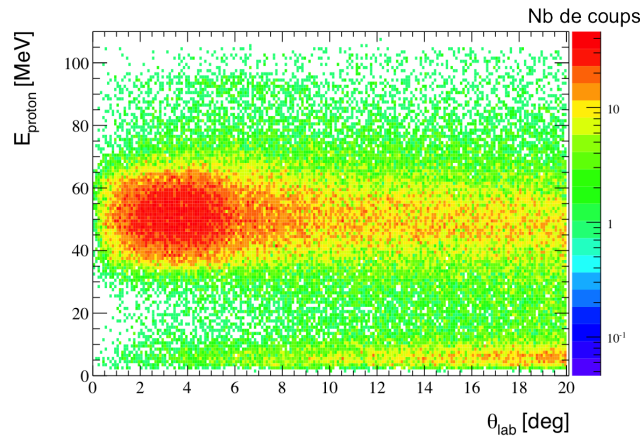


FIGURE 3.29 – *Distribution des 100 000 événements tirés selon la loi de probabilité correspondant à la section efficace de la réaction de diffusion de deutons de 100 MeV sur une cible de ^{58}Ni . Il s'agit ici du référentiel du laboratoire en cinématique directe.*

La seconde étape a pour but de passer dans le référentiel du laboratoire en cinématique inverse c'est-à-dire le référentiel de notre expérience. Chaque événement est individuellement changé de référentiel grâce à une transformée de Lorentz. Contrairement aux protons issus du breakup, les protons issus de l'évaporation du ^{68}Ni retrouvent à la même énergie que le faisceau, c'est-à-dire à ~ 50 MeV, et ne déposent pas assez d'énergie pour déclencher MAYA.

La troisième étape consiste à appliquer une correction à l'énergie du proton émis. En effet, dans notre expérience, l'énergie de la particule de recul est calculée à partir du parcours reconstruit, en considérant que cette particule est un deuteron. Il faut donc corriger cette énergie du proton émis, de sorte à ce qu'il soit reconstruit comme

un deuteron. Pour cela nous avons utilisé les tables SRIM, pour une énergie E_{proton} donnée, nous faisons correspondre son parcours R_{proton} . Ce parcours est une observable que nous attribuons dans l'analyse des événements physiques à un deuteron. Nous mesurons donc R_{deuton} auquel nous faisons correspondre une énergie E_{deuton} . Ainsi le proton émis par breakup a un parcours correspondant à un proton d'une énergie donnée, mais est reconstruit comme un deuteron. La figure suivante 3.30 montre la distribution des événements simulés dans le référentiel de la réaction en cinématique inverse après transformée de Lorentz, et après la correction de reconstruction comme un deuteron.

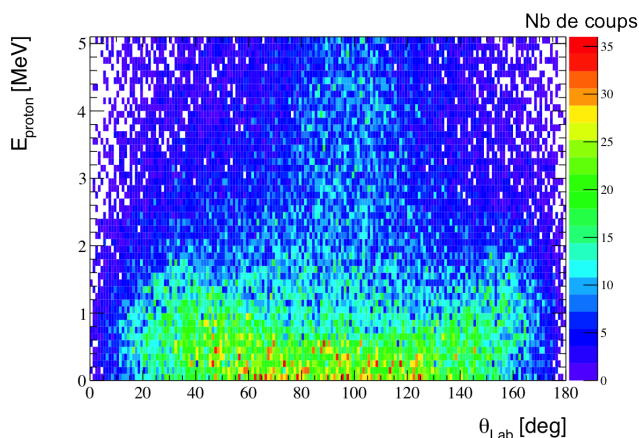


FIGURE 3.30 – *Distribution des événements de breakup deuteron simulés reconstruits comme des deuterons, dans le référentiel de la cinématique inverse.*

La quatrième étape consiste à passer dans le référentiel du centre masse, et à calculer l'énergie d'excitation du ^{68}Ni . La distribution des événements dans ce nouveau référentiel est présentée en figure 3.31, à gauche. L'énergie d'excitation est calculée en considérant la réaction de diffusion inélastique, il est donc normal d'obtenir artificiellement des événements aux énergies négatives : ils correspondent aux protons de breakup émis vers l'arrière et reconstruits comme des deuterons issus de diffusion inélastique. Cette distribution va nous permettre d'évaluer la contribution du breakup à notre spectre en énergie d'excitation du ^{68}Ni et à nos distributions angulaires.

Enfin la dernière étape consiste à appliquer le filtre en efficacité géométrique et de reconstruction qui est présenté en figure 3.25. On obtient ainsi la contribution du

breakup corrigée de l'efficacité géométrique et de reconstruction (fig 3.31).

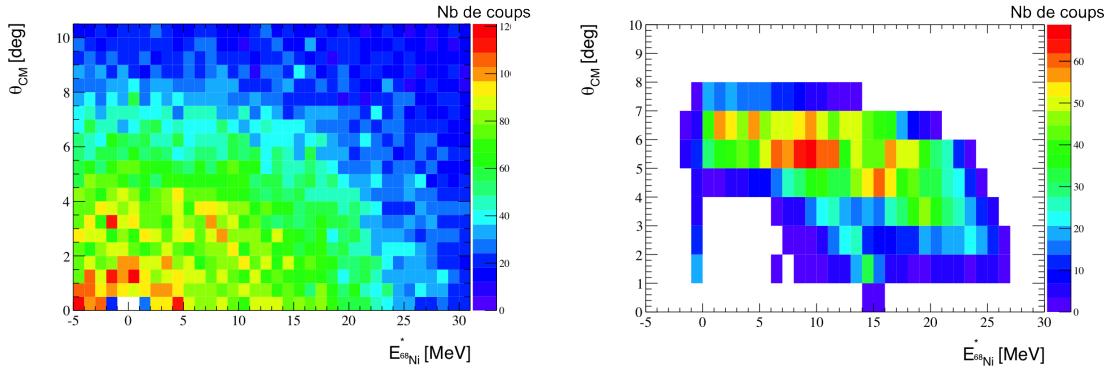


FIGURE 3.31 – *A gauche : breakup du deuteron en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni et de l'angle dans le centre de masse. A droite : la même chose mais corrigé de l'efficacité géométrique et de l'efficacité de reconstruction.*

Nous pouvons remarquer que la contribution du breakup de deuteron domine vers 10 MeV et $\theta_{CM} = 5^\circ$, il n'y a donc pas de recouvrement avec la zone que nous souhaitons étudier pour les résonances géantes (15-20 MeV et plus petits angles dans le référentiel du centre de masse).

La figure 3.32 présente le fond de breakup de deuteron en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni . Ce fond de breakup de deuteron sera normalisé sur les données physiques, nous appliquerons le même principe que pour l'expérience sur ^{56}Ni [Monrozeau 07]. Cette procédure sera détaillée au chapitre suivant.

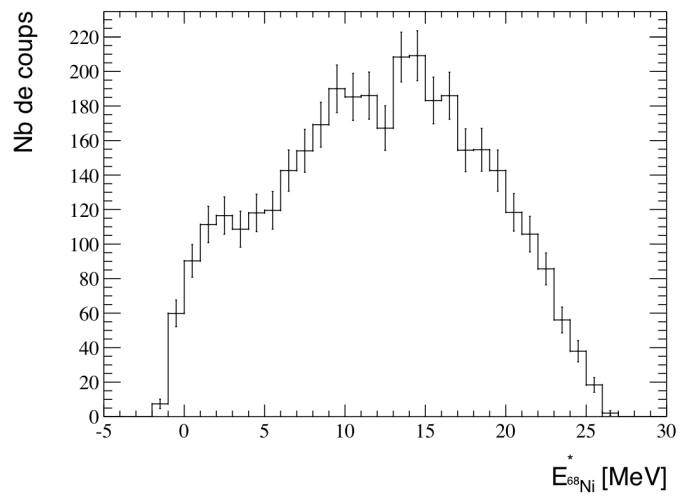


FIGURE 3.32 – Contribution du breakup du deuteron à l'énergie d'excitation et à la distribution angulaire de ^{68}Ni corrigé du filtre en efficacité.

Chapitre 4

Analyse des résultats

Dans ce chapitre nous expliquerons comment, à partir des données expérimentales traitées suivant la méthode présentée dans le chapitre précédent, nous pouvons obtenir les spectres en énergie d'excitation de ^{68}Ni ainsi que les distributions angulaires. Dans un deuxième temps, les résultats expérimentaux seront confrontés aux prédictions réalisées dans le cadre de la DWBA (Distorted Wave Born Approximation), et de la RPA (Approximation des Phases Aléatoires) en ce qui concerne les calculs de densité de transition. Les distributions angulaires seront exposées dans ce chapitre pour ce qui concerne l'étude de la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$, et en annexe pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$. Enfin les résultats pourront être interprétés.

4.1 Résultats

4.1.1 Répartition des événements reconstruits dans le référentiel du laboratoire

Les conditions de sélection du ^{68}Ni , de la particule de recul, et les conditions géométriques détaillées dans le chapitre précédent sont appliquées aux événements physiques reconstruits. Avant toute correction en efficacité, les événements physiques enregistrés, reconstruits et sélectionnés sont repartis de la manière suivante (fig 4.1) en fonction de l'angle de réaction dans le laboratoire θ et de l'énergie de la particule de recul E_{deuton} ou E_{alpha} reconstruits.

Les lignes cinématiques sont représentées sur cette distribution d'événements :

- A 0 MeV pour la réaction de diffusion élastique.
- A 15 MeV pour la région où est attendue l'ISGQR.
- A 20 MeV pour la région où est attendue l'ISGMR.

Nous pouvons tout d'abord voir que la statistique est plus importante pour l'expérience sur alpha que pour l'expérience sur deuton, ceci en accord avec la section efficace de réaction attendue, cette dernière étant plus importante pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$ que pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$, mais également liée au système de détection qui est plus favorable en gaz (95%He + 5%CF₄) (meilleur gain). Nous observons une accumulation de coups dans la région de la diffusion élastique. A cause de la faible statistique recueillie pour l'expérience sur deuton, il est difficile de distinguer d'autres structures que nous pourrions analyser. Cependant, pour l'expérience sur alpha certaines se dessinent :

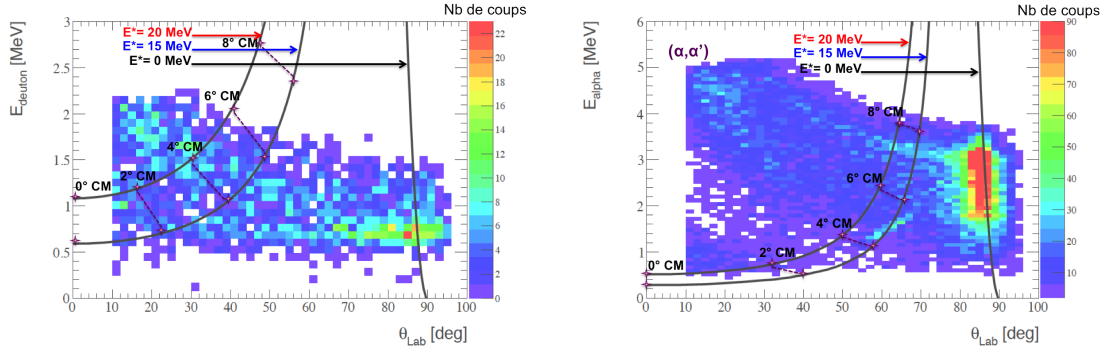


FIGURE 4.1 – *Energie des particules de recul en fonction de leur angle reconstruit à partir des données expérimentales avant correction en efficacité. Les lignes cinématiques théoriques de la diffusion élastique et inélastique à 15 MeV et 20 MeV sont superposées. A gauche : pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$. A droite : pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$.*

- Dans la région de la ligne cinématique à 20 MeV vers les petits angles centre de masse (entre 0° et 2°).
- Dans la région de la ligne cinématique à 15 MeV vers 4° - 5° dans le référentiel du centre de masse.

Nous pouvons également remarquer que les événements présents dans la région de l'élastique s'étendent vers 80° dans le référentiel du laboratoire. Il s'agit de la région où le ^{68}Ni est excité de quelques MeV, c'est-à-dire la région des premiers états individuels d'excitation du ^{68}Ni comme le montre le schéma des niveaux du ^{68}Ni disponible en annexe C. Cependant la résolution expérimentale n'est pas suffisante pour identifier ces états.

Sur ces figures nous pouvons évaluer le seuil de détection des particules : il est de 400 keV pour la réaction en gaz D_2 et de 600 keV en mélange gazeux (95%He + 5% CF_4). En effet, les régimes de fonctionnement pour les deux réactions sont légèrement différents : les densités des gaz utilisés étaient environ équivalentes ($1.61 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$ en D_2 , et $1.66 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$ en mélange gazeux (95%He + 5% CF_4)), mais pour une énergie initiale identique, l'alpha s'arrête dans le mélange (95%He + 5% CF_4) sur une distance plus courte que le deuton dans le gaz D_2 . Ainsi, pour une taille de trace minimum détectable ($\sim 2 \text{ cm}$), cela correspond à une énergie déposée par le deuton plus petite que si cette énergie était déposée par un alpha.

4.1.2 Spectre en énergie d'excitation du ^{68}Ni

Connaissant l'énergie cinétique et l'angle de diffusion de la particule de recul dans le référentiel du laboratoire, il est possible de calculer événement par événement l'énergie d'excitation du ^{68}Ni grâce aux lois de la cinématique relativiste à deux corps :

$$E_{68\text{Ni}}^* = \sqrt{(E_{inc} + E_{cible} - E_{recul})^2 - p^2} - m \quad (4.1)$$

où E_{inc} , E_{cible} et E_{recul} sont les énergies totales, c'est-à-dire la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie de masse, pour le ^{68}Ni incident, le deuton (ou l'alpha) de la cible, et le deuton (ou l'alpha) de recul respectivement, p est la quantité de mouvement du ^{68}Ni diffusé et m sa masse.

Nous reconstruisons ainsi le spectre en énergie d'excitation du ^{68}Ni . La figure 4.2 présente pour la réaction sur deuton à gauche, et pour la réaction sur alpha à droite, ce spectre en énergie d'excitation du ^{68}Ni , en haut avant correction d'efficacité, en bas après.

Les conditions de pression dans les deux expériences sont telles que le spectre en énergie d'excitation du ^{68}Ni s'étend, avant correction en efficacité, jusqu'à 26 MeV en deuton et jusqu'à 60 MeV en alpha. Dans l'idéal nous souhaitons avoir des informations jusqu'à 30/35 MeV d'énergie d'excitation du ^{68}Ni , mais il faut considérer que les Si n'ont pas fonctionné, nous empêchant ainsi d'observer des événements ayant des traces longues au delà de 26 MeV d'énergie d'excitation en deutons, et qu'à cause d'un problème de conversion dans le mélangeur nous avons introduit plus de CF_4 que nécessaire, augmentant ainsi la densité dans MAYA pour la réaction sur alpha. En ce qui concerne les spectres corrigés, les bornes correspondent aux énergies à partir desquelles l'efficacité devient inférieure à l'ordre du %.

La largeur à mi-hauteur du pic élastique permet d'estimer la résolution de notre système de détection à 3.5 MeV en deutons, et à 4 MeV en alphas (FWHM). La résolution du pic élastique est donc meilleure pour la réaction sur deuton que sur alpha, en effet l'échelle en énergie d'excitation est d'avantage dilatée pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$. Ces valeurs sont compatibles aux résolutions évaluées par les simulations (§ 3.5.2), où nous reconstruisons les événements simulés. Cependant nous considérons l'évaluation de la résolution obtenue expérimentalement plus fiable que celle obtenue par les simulations. Il faut noter que le pic élastique est élargi par la présence des premiers états excités du ^{68}Ni , notamment le premier 0^+ à 1770 keV et le premier 2^+ à 2034 keV, et aussi que le système de détection est focalisé sur les traces dans la région de l'ISGMR et de l'ISGQR et non pour la diffusion élastique. La mesure de la largeur à mi-hauteur du pic élastique surestime donc l'évaluation

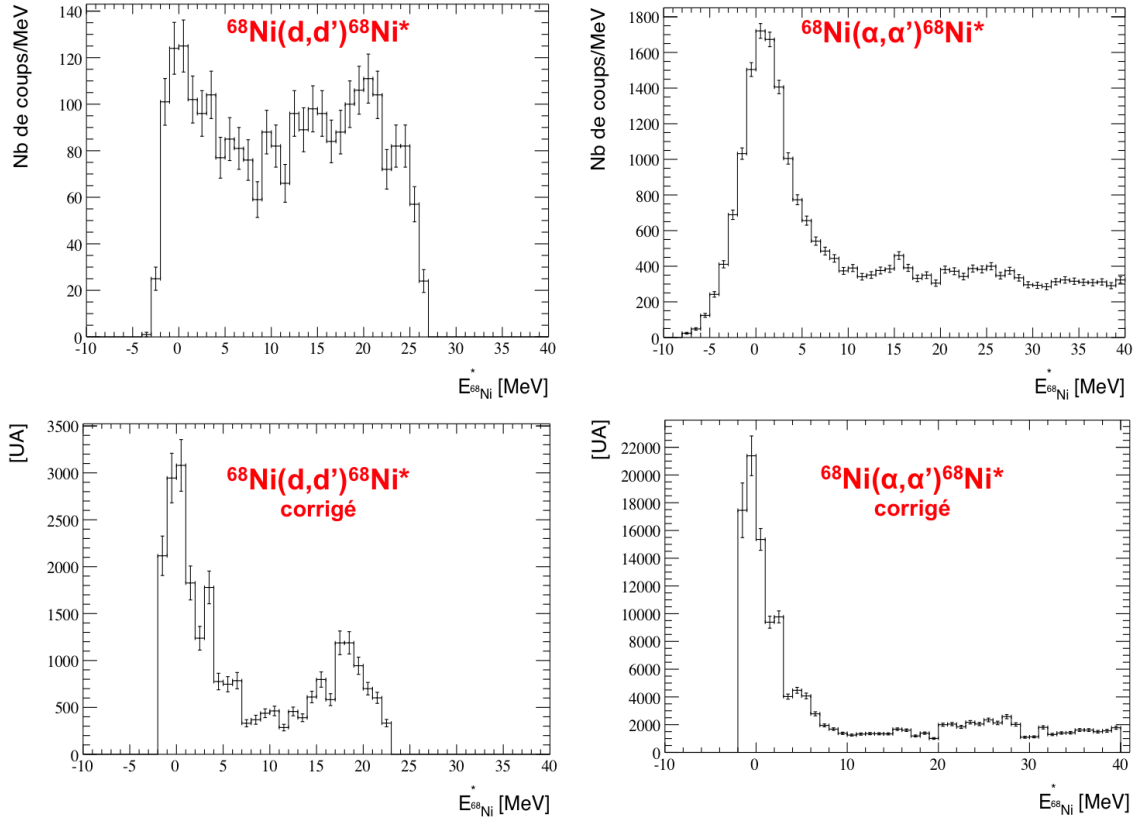


FIGURE 4.2 – *En haut* : spectre en énergie d’excitation du ^{68}Ni brut. *En bas* : spectre en énergie d’excitation du ^{68}Ni corrigé de l’efficacité géométrique et reconstruction. *A gauche* : pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d,d')^{68}\text{Ni}^*$. *A droite* : pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha,\alpha')^{68}\text{Ni}^*$.

de la résolution de notre système de détection.

Ces spectres présentent des structures dans la région des résonances géantes vers 15 MeV et 20 MeV qui sont accentuées par la correction en efficacité. Pour la réaction en mélange gazeux (95%He + 5%CF₄), le système de détection est tel que le spectre s’étend à plus haute énergie d’excitation de ^{68}Ni , nous pouvons alors voir que la structure observée vers 20 MeV pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d,d')^{68}\text{Ni}^*$ est en réalité plutôt centrée vers 25 MeV et s’étale sur une largeur comprise entre 20 MeV et 30 MeV. L’élargissement de cette résonance par rapport aux valeurs attendues a déjà été observé dans les noyaux légers (§ 1.2.3) ; en particulier dans le ^{58}Ni la référence [Lui 06] explique que pour les noyaux dans la région des Ni, la GMR n’a

plus une forme gaussienne mais est d'avantage asymétrique, voire même fragmentée pour des noyaux encore plus légers ($A < 28$).

4.1.3 Normalisation du fond de Breakup de deuton

Pour l'expérience de diffusion inélastique sur deuton, nous avons vu au paragraphe 3.6 qu'une contribution de breakup de deuton avait été évaluée. La normalisation de ce fond a été effectuée sur le spectre en énergie d'excitation du ^{68}Ni .

Pour cela nous avons tracé la distribution d'événements simulés du breakup de deuton en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni angle par angle dans le référentiel du centre de masse. Concrètement, il s'agit de faire des projections par tranche de 1° dans le référentiel du centre de masse de la matrice bidimensionnelle présentée en figure 3.31 à droite. Chaque distribution a été superposée au spectre en énergie d'excitation du ^{68}Ni obtenu pour chacun des angles dans le référentiel du centre de masse. Le spectre à 6.5° dans le centre de masse, présente le plus grand rapport "hauteur du fond/statistique physique recueillie", et ne présente pas de structure particulière dans la région des résonances géantes. Le fond de breakup de deuton pouvant être au maximum égal à la statistique recueillie, nous avons normalisé le fond de breakup de deuton sur ce spectre à 6.5° dans le centre de masse. La figure 4.3 présente l'ajustement du fond de breakup de deuton sur le spectre en énergie d'excitation obtenu à 6.5° dans le centre de masse.

Ce coefficient de normalisation ainsi déterminé est ensuite appliqué à chaque fond de breakup de deuton de chaque angle dans le référentiel du centre de masse. Cette méthode maximise la contribution de breakup que l'on peut avoir au cours de l'expérience, c'est une sécurité au détriment d'une perte de statistique, mais nous pourrions avoir d'avantage confiance en nos résultats. La figure 4.4 présente cette contribution pour le spectre global (tous angles centre de masse confondus) en énergie d'excitation du ^{68}Ni .

Nous pouvons voir sur cette dernière figure que la contribution du breakup de deuton est quasiment négligeable. Ce n'était pas le cas lors de l'expérience sur ^{56}Ni [Monrozeau 07]. En effet, lors de cette dernière expérience, les siliciums fonctionnaient ce qui permettait d'observer des événements à plus grands angles dans le centre de masse, mais l'utilisation d'un masque totalement opaque empêchait la reconstruction d'événements aux petits angles. La statistique était donc centrée entre 3.5° et 6.5° , alors que dans notre expérience elle est davantage focalisée entre 1.5° et 5.5° centre de masse. Le breakup de deuton, quant à lui, voit sa contribution augmenter vers 4.5° centre de masse (cf figure 3.31), il est donc normal d'être moins

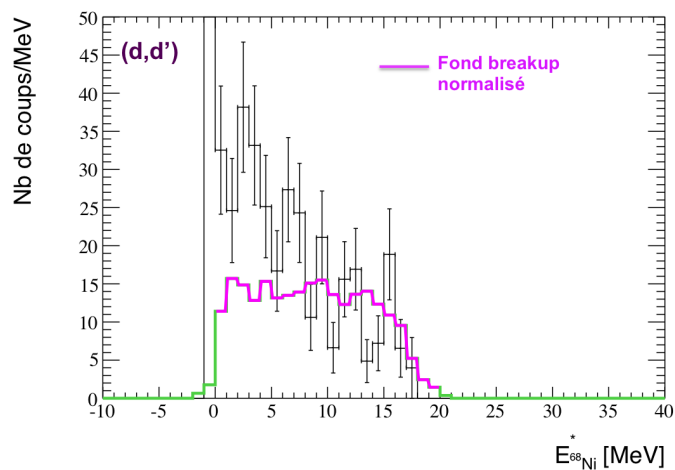


FIGURE 4.3 – Contribution du breakup de deuteron au spectre en énergie d’excitation du ^{68}Ni à $\theta_{CM} = 6.5^\circ$, cet ajustement permet d’en déduire le facteur de normalisation. Ce spectre expérimental et celui du breakup simulé sont corrigés en efficacité.

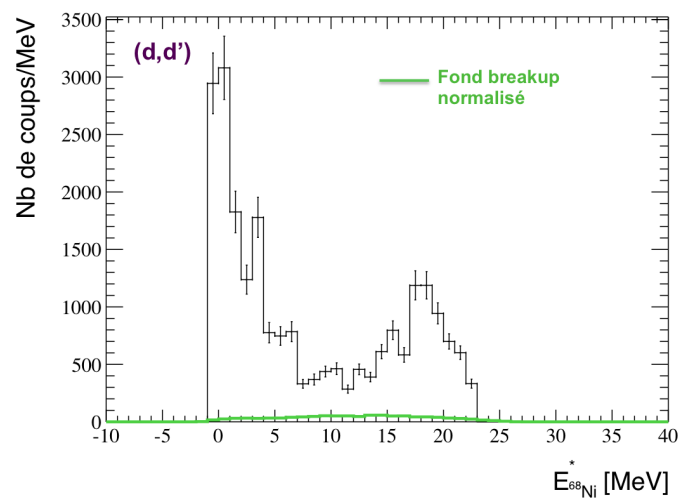


FIGURE 4.4 – Contribution du breakup de deuteron au spectre en énergie d’excitation du ^{68}Ni tous angles centre de masse confondus.

sensible à cette contamination que lors de l’expérience précédente.

4.2 Prédictions théoriques des distributions angulaires

Les prédictions théoriques des distributions angulaires ont été réalisées dans le cadre de la DWBA (Distorted Wave Born Approximation) à partir de calculs microscopiques. Ce formalisme ne sera que brièvement détaillé ici, le but étant uniquement de présenter les conditions dans lesquels les calculs ont été réalisés. Les détails de la méthode pourront être trouvés dans la littérature [Bohr 75, Satchler 80, Satchler 83].

4.2.1 Conventions pour les réactions de diffusion

Pour décrire complètement l'interaction entre un noyau 1 de masse m_1 composé de A_1 nucléons et un noyau 2 de masse m_2 de A_2 nucléons, il faudrait résoudre $N = A_1 + A_2$ équations de Schrödinger dépendantes du temps. Ce problème n'a pas de solution simple, et des théories analogues à celles utilisées en optique ondulatoire ont été développées. La particule incidente, modélisée par une onde, va être diffractée par le milieu nucléaire que compose la cible.

Comme expliqué dans le paragraphe 1.1.3, nous allons nous placer dans le cadre de l'approximation champ moyen et travailler avec N problèmes à un corps dans le référentiel du centre de masse, nous étudions donc une particule fictive de masse réduite μ :

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (4.2)$$

plongée dans un potentiel $U(\vec{r})$, \vec{r} étant la position relative entre les particules 1 et 2. L'équation de Schrödinger dans ce référentiel s'écrit alors :

$$H\psi(\vec{r}) = \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + U(\vec{r}) \right) \psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (4.3)$$

où $\psi(\vec{r})$ est la fonction d'onde totale de notre système (c'est-à-dire de la particule réduite) et solution de l'équation de Schrödinger.

Par analogie avec l'optique ondulatoire, dans la région asymptotique, c'est-à-dire loin du potentiel d'interaction, les solutions $\psi(\vec{r})$ de l'équation 4.3 sont la somme

d'une onde plane incidente et d'une onde sphérique :

$$\psi(\vec{r}') \rightarrow e^{i\vec{k}\vec{r}'} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}'}}{r} \text{ quand } r(=|\vec{r}'|) \rightarrow \infty \quad (4.4)$$

$f(\theta, \varphi)$ est l'amplitude de diffusion, elle contient toute l'information du potentiel de diffusion $U(\vec{r}')$ et elle est reliée à la section efficace par la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta, \varphi)|^2 \quad (4.5)$$

4.2.2 Le potentiel optique

Dans le cadre du modèle optique, le potentiel $U(r)$ intervenant dans les équations précédentes est appelé potentiel optique. C'est un potentiel moyen qui caractérise l'interaction du projectile avec l'ensemble des nucléons de la cible lors d'une diffusion élastique. Il est défini comme la somme d'un potentiel réel et d'un potentiel imaginaire :

$$U(r) = V(r) - iW(r) \quad (4.6)$$

Comme en optique ondulatoire, le terme réel $V(r)$ correspond à une simple réfraction de l'onde incidente, il représente le processus de diffusion élastique, le terme $W(r)$ est introduit pour modéliser les pertes de flux de la diffusion élastique dues aux processus non élastiques (diffusions inélastiques, réactions de transfert...), il correspond au phénomène d'absorption en optique.

Le potentiel optique $U(r)$ dépend de la structure des noyaux impliqués dans la réaction ainsi que de leur énergie. Il peut être déterminé de manière phénoménologique à partir des données de diffusion élastique ou bien de manière microscopique dans le cadre d'un modèle de convolution (folding). Nous détaillons maintenant ces deux approches.

Potentiel optique phénoménologique

Des potentiels en forme de puits carré puis de type Woods-Saxon [Woods 54] ont été utilisés lors des premières analyses de diffusion élastique. Le potentiel de type

Woods-Saxon suit la forme :

$$f_i(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)} \quad (4.7)$$

Dans cette description du potentiel, R_i le rayon du potentiel et a_i la diffusivité, sont des paramètres qui peuvent être ajustés pour décrire la forme du potentiel.

La forme générale des potentiels optiques utilisés pour décrire la diffusion élastique d'une particule sur un noyau utilise cette fonction de type Woods-Saxon, et est de la forme [Daehnick 80, Avrigeanu 94] :

$$\begin{aligned} U(r) &= V_C(r) \\ &- V_{VR}f_{VR}(r) \\ &- \left(\frac{\hbar^2}{m_\pi c}\right)^2 V_{SO} \vec{\sigma} \cdot \vec{l} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_{SO}(r) \\ &- i \left[W_{VI}f_{VI}(r) - 4W_S \frac{d}{dr} f_S(r) \right] \end{aligned} \quad (4.8)$$

où V_{VR} est un terme de volume réel, W_{VI} un terme de volume imaginaire, W_S un terme de surface imaginaire, et V_{SO} un terme de spin-orbite. m_π est la masse du pion, $\vec{\sigma} \cdot \vec{l}$ est le couplage spin-orbite, il s'agit du produit scalaire entre le spin et le moment angulaire relatif par rapport au puits de potentiel (donc le spin et le moment angulaire du deuton ou de l'alpha). Le potentiel $V_C(r)$ est le potentiel Coulombien dû au projectile, modélisé par une charge $Z_p e$ ponctuelle, interagissant avec le noyau cible de charge $Z_c e$ et de rayon de charge R_C :

$$\begin{aligned} V_C(r) &= \frac{Z_p Z_c e^2}{r} \text{ pour } r \geq R_C \\ &= \frac{Z_p Z_c e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \text{ pour } r \leq R_C \end{aligned} \quad (4.9)$$

Les paramètres décrivant les différents types de potentiel (rayon et diffusivité, termes de volume, de surface et de spin-orbite), sont obtenus par ajustement des données de diffusion expérimentales. Dans le cadre de notre expérience, deux paramétrisations sont intéressantes :

- Paramétrisation de Daehnick [Daehnick 80] : elle décrit la diffusion de deutons sur une région de masse $A = 27 - 238$ pour des énergies comprises entre 11.8 MeV et 90 MeV.
- Paramétrisation de Avrigeanu [Avrigeanu 94] : elle décrit la diffusion de particules alpha et est applicable à $50A$ MeV.

Potentiel optique microscopique : le modèle de convolution (folding)

Considérons la diffusion d'un nucléon N sur une cible c de densité $\rho_c(r_c)$. Ce nucléon N peut interagir avec un nucléon de la cible, situé à une distance r_c du centre de cette dernière, par l'interaction nucléon-nucléon $v(r_{cN})$, où r_{cN} est la distance entre les deux nucléons en interaction. Ces coordonnées sont représentées en haut de la figure 4.5.

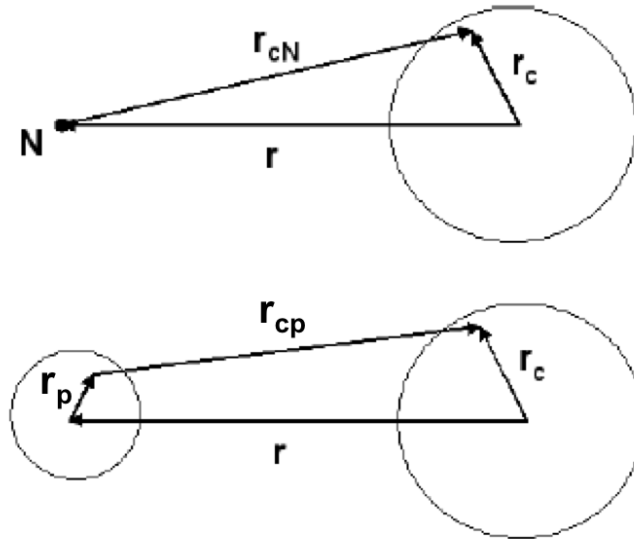


FIGURE 4.5 – En haut : coordonnées pour l'intégrale de single-folding. En bas : coordonnées pour l'intégrale de double-folding. Extrait de [Satchler 80].

Il est alors possible de calculer microscopiquement le potentiel nucléon-noyau en convoluant la densité de la cible $\rho_c(r_c)$ avec l'interaction nucléon-nucléon $v(r_{cN})$:

$$V(r) = \int \rho_c(r_c) v(r_{cN}) dr_c \quad (4.10)$$

La méthode est appelée single-folding.

Dans le cas d'un projectile composite, comme le deuton par exemple, il faut tenir compte de la structure interne du projectile. Nous pouvons généraliser l'équation précédente en intégrant maintenant sur les nucléons du projectile comme sur les nucléons de la cible :

$$V(r) = \int \int \rho_p(r_p) \rho_c(r_c) v(r_{cp}) dr_c dr_p \quad (4.11)$$

où $\rho_p(r_p)$ est la densité du projectile, $v(r_{cp})$ le potentiel d'interaction entre un nucléon de la cible et un nucléon du projectile, les coordonnées sont représentées en bas de la figure 4.5. La méthode est alors appelée double-folding.

Une approche similaire développée par Cook a donné lieu à la publication du code DFOT [Cook 82] qui a été utilisé pour calculer les potentiels optiques nous intéressant.

Potentiel de transition pour les modes collectifs

Dans le cas de la diffusion inélastique, nous pouvons définir un potentiel de transition de manière analogue au potentiel optique pour la diffusion élastique. Dans une approche macroscopique de l'excitation collective du noyau, on considère que ce potentiel de transition correspond à une déformation de surface et/ou de volume du noyau. Par exemple, le modèle hydrodynamique de Tassie repose sur une déformation volumique.

De même, dans une approche microscopique, nous pouvons définir la densité de transition de la cible $\delta\rho_c(r_c)$ de manière analogue à la densité de nucléons de la cible $\rho_c(r_c)$ qui produit la diffusion élastique. Le potentiel de transition des résonances géantes peut alors s'écrire :

$$V(r) = \int \int \rho_p(r_p) \delta\rho_c(r_c) v(r_{cp}) dr_c dr_p \quad (4.12)$$

La densité de transition peut être issue d'un modèle macroscopique [Satchler 87] ou bien calculée microscopiquement en utilisant la RPA (Approximation des Phases Aléatoires) [Ring 80], méthode qui modélise les résonances géantes comme une superposition d'excitations particule-trou construite sur l'état fondamental RPA (§

1.1.3).

Le code DFOT peut également être utilisé pour le calcul du potentiel de transition (équation 4.12).

4.2.3 L'approximation DWBA

La DWBA est un modèle qui consiste à prendre en compte l'effet de la distorsion des ondes incidente et diffusée, causée par le potentiel optique projectile-cible. Elle s'applique au cas des réactions directes pour lesquelles les sections efficaces des réactions étudiées sont faibles devant la section efficace de la diffusion élastique.

Dans ce cadre, l'approximation de Born en ondes distordues consiste à considérer le processus de diffusion élastique dominant par rapport aux autres mécanismes de réaction. Les fonctions d'onde totale ψ_i et ψ_f seront calculées de façon perturbative à partir des fonctions d'onde de la diffusion élastique, et d'une perturbation au premier ordre $\delta U(r)$ du potentiel élastique $U(r)$. Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire le cas des potentiels de transition pour les modes collectifs, cette perturbation est modélisée par une perturbation $\delta\rho_c(r_c)$ de la densité de charge $\rho_c(r_c)$ comme expliqué dans le paragraphe précédent.

L'amplitude de transition entre un état initial i ($^{68}\text{Ni} + \alpha/\text{deuton}$) et un état final f (^{68}Ni diffusé + α/deuton de recul) s'écrit :

$$T_{fi} \propto \int \psi_f^{(-)}(\vec{r}') \langle f | \delta U(\vec{r}') | i \rangle \psi_i^{(+)}(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.13)$$

où \vec{r}' est la position relative entre le projectile et la cible, $\psi_f^{(-)}(\vec{r}')$ et $\psi_i^{(+)}(\vec{r}')$ les ondes distordues respectivement dans la voie de sortie (après la diffusion) et dans la voie d'entrée (avant la diffusion). Ces ondes distordues sont solutions de l'hamiltonien 4.3 du système projectile-cible où le potentiel d'interaction, le potentiel optique $U(\vec{r}')$, décrit uniquement la diffusion élastique dans la voie considérée.

L'élément de matrice $\langle f | \delta U(\vec{r}') | i \rangle$ contient toute l'information sur la structure de l'état initial et de l'état final du noyau cible, et sur l'interaction responsable de la transition $\delta U(\vec{r}')$ vers un état non élastique. Cet élément de matrice est également appelé "facteur de forme" et est noté $F_{fi}(\vec{r}')$.

Une fois les conditions cinématiques données et les amplitudes de transition calculées 4.13, la section efficace différentielle en DWBA est donnée, en ne considérant

pas le degré de spin, par :

$$\frac{d\sigma_{fi}}{d\Omega} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} |T_{fi}|^2 \quad (4.14)$$

où k_f et k_i sont les impulsions relatives avant et après la diffusion, et μ est la masse réduite du système.

4.2.4 DWBA pour les réactions $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$ et $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$

Les densités de transition des résonances monopolaire et quadrupolaire dans le ^{68}Ni ont été calculées par une approche microscopique en utilisant la méthode RPA [Colò 13] avec une interaction de Skyrme SkI2 [Reinhard 95]. La figure 4.6 présente les pourcentages de règle de somme pondérée en énergie (EWSR cf paragraphe 1.1.4) déduits de ce calcul pour les multipolarités $L = 0$, et $L = 2$.

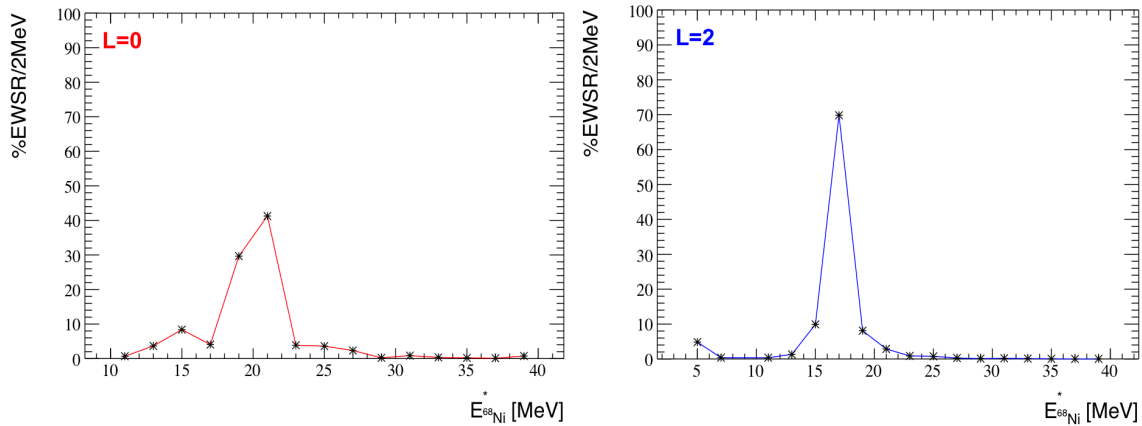


FIGURE 4.6 – $B(EL)$ issus des calculs microscopiques en utilisant la méthode RPA dans le noyau ^{68}Ni . A gauche : pour $L = 0$. A droite : pour $L = 2$.

Afin de calculer les potentiels de transition pour nos deux réactions d'intérêt, le code DFPOT a été utilisé, puis les calculs DWBA ont été réalisés [Keeley 13] grâce au code FRESCO [Thompson 06].

Réaction de diffusion inélastique $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$

Pour l'étude de la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$, le potentiel de transition a été calculé en utilisant le modèle de double-folding, il s'agit donc d'appliquer l'équation 4.12 au cas du projectile deuton :

$$V(r) = \int \int \rho_d(r_d) \delta \rho_c(r_c) v(r_{cd}) dr_c dr_d \quad (4.15)$$

Le code DF POT a été utilisé pour calculer ce potentiel de transition avec les hypothèses suivantes :

- L'interaction Nucléon-Nucléon choisie est effective de type M3Y (potentiel de Yukawa). Cette interaction étant purement réelle, la partie imaginaire du potentiel de transition est prise proportionnelle à la partie réelle, le facteur de proportionnalité étant normalisé sur les données élastiques de la réaction $^{64}\text{Ni}(d, d')$.
- La densité du deuton est calculée avec la fonction de Hulthén [Hulthén 57].

Réaction de diffusion inélastique $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$

Pour l'étude de la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$, le potentiel de transition a été calculé en utilisant le modèle de single-folding avec une interaction α -Nucléon [Bertrand 80] :

$$U(r) = \int \rho_c(r_c) u(r_{c\alpha}) dr_c \quad (4.16)$$

Ce potentiel α -Nucléon est pris sous la forme d'un potentiel complexe de gaussiennes :

$$u(r_{c\alpha}) = -(V_F + iW_F) \exp(-r/\alpha)^2 \quad (4.17)$$

Les paramètres de ce potentiel α -Nucléon sont ajustés sur les données de diffusion élastique de particule alpha à 172.5 MeV sur ^{64}Ni [Albiński 85], et valent donc ici :

- $\alpha = 1.94$ fm.
- $V_F = 18.62$ MeV et $W_F = 23.0$ MeV pour les profondeurs des puits réels et imaginaires respectivement.

4.3 Distribution angulaire

4.3.1 Normalisation des données

Pour une tranche en énergie d'excitation donnée, la section efficace de la réaction peut être déduite de la distribution d'événements en fonction de l'angle dans le référentiel du centre de masse :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{CM}) = \frac{dN(\theta_{CM})}{2\pi \sin(\theta_{CM})d\theta_{CM}} \times \frac{1}{\mathcal{E}(\theta_{CM}) \mathcal{N}_{cible} e \mathcal{N}_{inc}} \quad (4.18)$$

où :

- $dN(\theta_{CM})$ est le nombre de particules de recul détectées en θ_{CM} dans la tranche en énergie considérée.
- $\mathcal{E}(\theta_{CM})$ est l'efficacité géométrique et de reconstruction du système de détection calculée au paragraphe 3.5.1.
- \mathcal{N}_{cible} est la densité de centres diffuseurs dans la cible MAYA. Cette densité est calculée en considérant le mélange (95%He + 5%CF₄) à 500 mbar d'une part, et le D₂ à 1 atm d'autre part, comme un gaz parfait à 298 K. Nous avons alors $\mathcal{N}_{cible}(He) = 1.15 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $\mathcal{N}_{cible}(D) = 2.43 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.
- e est l'épaisseur de la cible, c'est-à-dire l'épaisseur de la zone active de MAYA répondant à la condition de sélection sur la position du vertex de la réaction (§ 3.4.3). Dans notre cas $e = 21.2 \text{ cm}$.
- \mathcal{N}_{inc} est le nombre de noyaux de ⁶⁸Ni incidents. Comme expliqué au paragraphe 2.3.3, le diamant initialement prévu pour évaluer cette quantité n'a pas pu être utilisé pour compter le nombre de particules incidentes. Nous avons donc décidé d'utiliser la fréquence de comptage du fil 17 pour évaluer \mathcal{N}_{inc} , et nous avons multiplié par le temps de prise de données pour chaque réaction étudiée. La valeur obtenue pour \mathcal{N}_{inc} est la plus grande source d'erreur lors de l'étape de normalisation des données. Elle est liée à la variation de fréquence observée sur le fil 17 estimée à 20% lors de la prise de données en gaz (95%He + 5%CF₄) et à 10% en gaz D₂.

Aux événements physiques reconstruits à partir des données expérimentales, nous appliquons le filtre en efficacité géométrique et de détection établi au paragraphe 3.5.1. Les événements se répartissent de la manière suivante (fig 4.7) en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni et de l'angle de la réaction dans le référentiel du laboratoire.

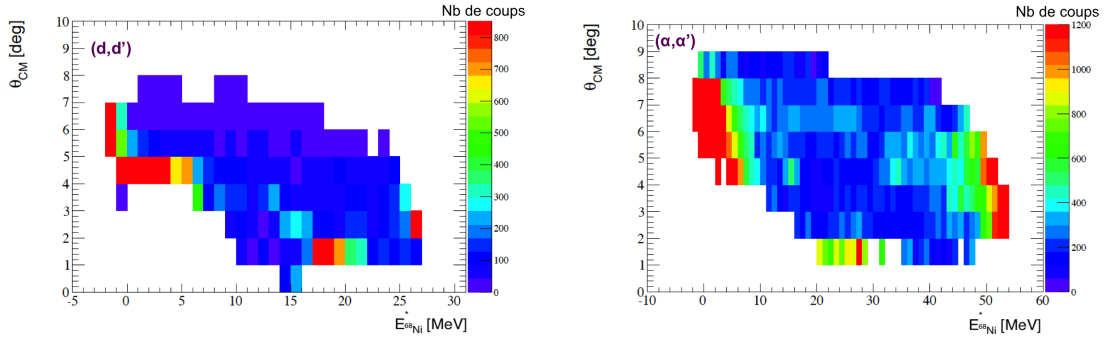


FIGURE 4.7 – Distribution des événements reconstruits à partir des données expérimentales après correction en efficacité, en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni et de l'angle de réaction dans le référentiel du centre de masse après correction en efficacité. A gauche : pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d,d')^{68}\text{Ni}^*$. A droite : pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha,\alpha')^{68}\text{Ni}^*$.

A partir de cette distribution corrigée, il est possible d'étudier les distributions angulaires par deux approches complémentaires :

- La décomposition multipolaire (MDA) : après normalisation, la distribution du nombre d'événements en fonction de l'angle θ_{CM} est étudiée pour chaque tranche en énergie. Nous décrivons alors les données avec une somme pondérée de contributions de multipolarités différentes.
- La méthode que nous appellerons “des lorentziennes” : le spectre en énergie d'excitation est étudié pour chaque tranche en θ_{CM} . Chaque spectre est décrit par une somme de lorentziennes dont l'aire peut varier. Après normalisation, nous étudions l'évolution de l'aire de ces lorentziennes en fonction de l'angle θ_{CM} . Par ailleurs nous avons évalué le fond (§ 1.2.2) pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha,\alpha')^{68}\text{Ni}^*$ au cours de cette méthode : sur chaque spectre en énergie d'excitation, le fond, noté $fond(\theta_{CM})$, est pris comme une constante dont la hauteur correspond au minimum de la statistique entre 10 et 30 MeV. Nous avons donc une hauteur de fond par angle θ_{CM} .

4.3.2 Analyse par Décomposition Multipolaire (MDA) pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$

Nous avons pris des tranches en énergies d'excitation entre 10 MeV et 36 MeV par pas de 2 MeV, puis nous avons tracé les distributions angulaires expérimentales pour chaque tranche en énergie. Chaque distribution angulaire expérimentale a ensuite été ajustée par la fonction suivante :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{exp} (\theta_{CM}, E^*) = \sum_{L=0}^2 S_L(E^*) \left. \frac{d\sigma_L}{d\Omega} \right|_{theo} (\theta_{CM}) + \frac{d\sigma_{fond}}{d\Omega}(\theta_{CM}) \quad (4.19)$$

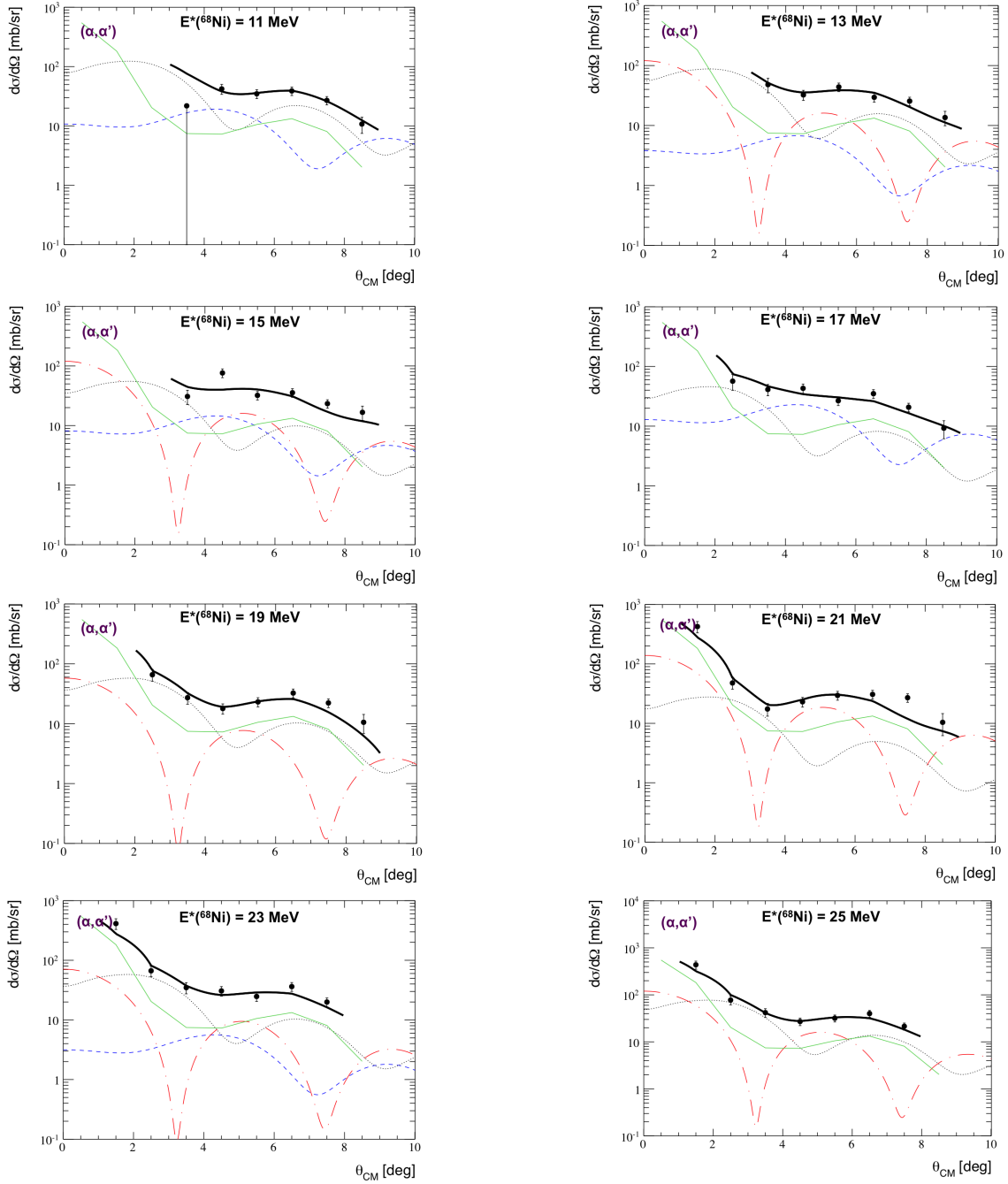
Les sections efficaces théoriques $\left. \frac{d\sigma_L}{d\Omega} \right|_{theo} (\theta_{CM})$ de multipolarité 0, 1 et 2, sont celles calculées par l'approche DWBA. Nous avons utilisé une unique section efficace prédite par multipolarité, supposant ainsi que la forme de la section efficace pour une multipolarité donnée est indépendante de l'énergie d'excitation. Par ailleurs nous avons vérifié qu'en ne faisant pas cette approximation, les conclusions étaient inchangées : les centroïdes et largeurs des résonances observées sont compatibles que l'on suppose la distribution angulaire théorique dépendante de l'énergie d'excitation ou non. Chaque section efficace prédite a été normalisée de sorte à correspondre à 100% de la règle de somme pondérée en énergie.

La section efficace du fond a été prise identique à celle utilisée en méthode des lorentziennes. Rappelons que la valeur " $fond(\theta_{CM})$ " à un angle centre de masse donné correspond au minimum de la statistique (entre 10 et 30 MeV) du spectre en énergie d'excitation à cet angle. Ce fond maximum ainsi isotrope dans le référentiel du laboratoire, a donc l'avantage d'être cohérent avec la valeur prise en méthode des lorentziennes et correspond à une borne supérieure des fonds envisageables, nous diminuons ainsi les risques de réactions parasites à notre réaction d'intérêt.

La figure 4.8 présente le résultat de cette analyse par décomposition multipolaire. Nous pouvons remarquer que les résultats obtenus sont bien reproduits par l'ajustement à l'exception des données au delà de 29 MeV. La contribution quadrupolaire est dominante à 17 MeV puis le mode monopolaire prend le relais à partir de 19 MeV. Une partie de la contribution monopolaire est également présente à 13 MeV. D'autre part nous pouvons également voir qu'à partir de 23 MeV, mais également en dessous de 13 MeV, un mode dipolaire apparaît conjointement au mode monopolaire.

Les coefficients $S_L(E^*)$, issus de l'ajustement, correspondent à la fraction de règle

4.3. Distribution angulaire



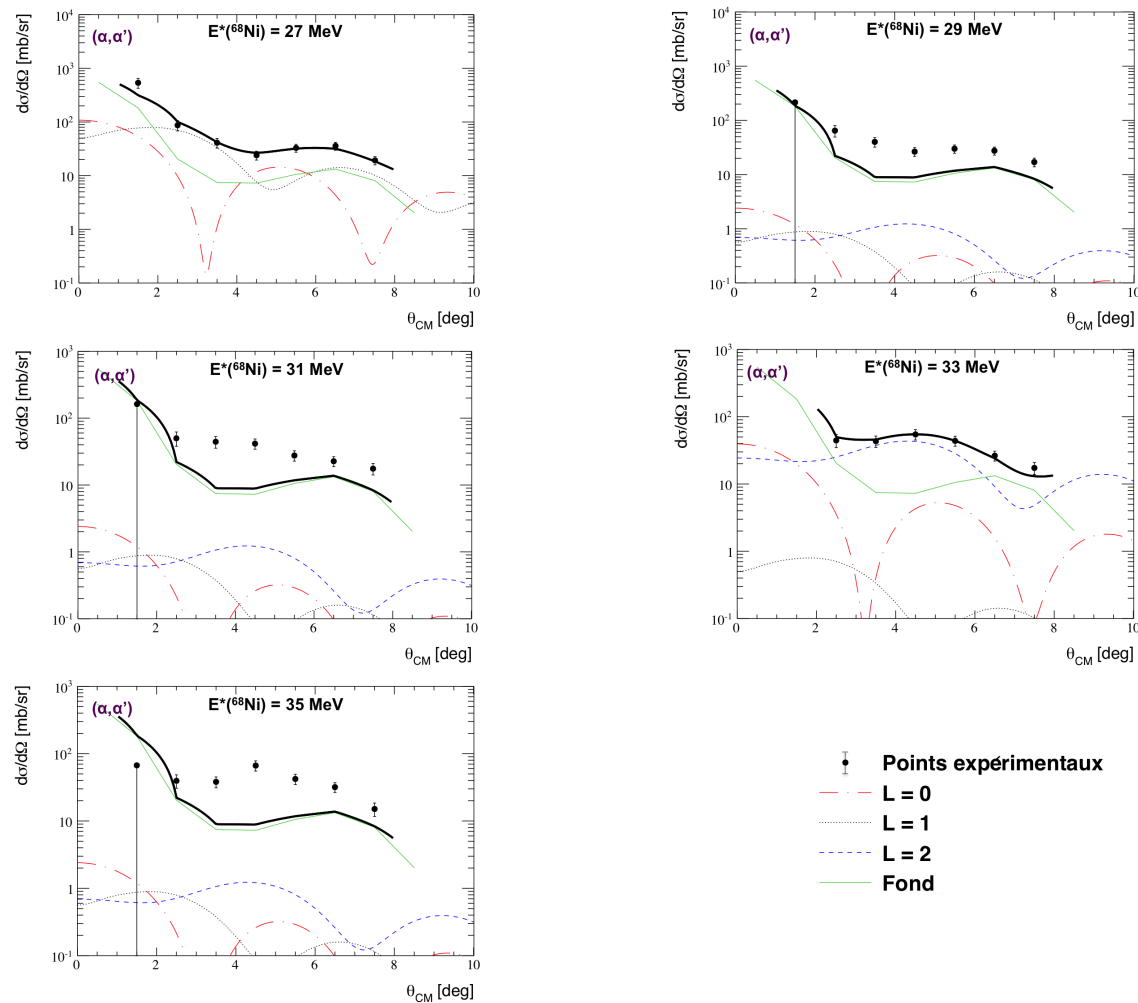


FIGURE 4.8 – Ajustement des points expérimentaux par la méthode de la MDA pour chaque tranche en énergie de 2 MeV entre 10 MeV et 36 MeV. La distribution angulaire notée à 11 MeV correspond à la contribution entre 10 MeV et 12 MeV et de même pour les autres tranches en énergie. A haute énergie, d'autres multipolarités devraient être prises en compte (voir texte).

de somme pondérée en énergie épuisée par la résonance de multipolarité L à l'énergie E^* . Ils sont représentés en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni sur la figure 4.9.

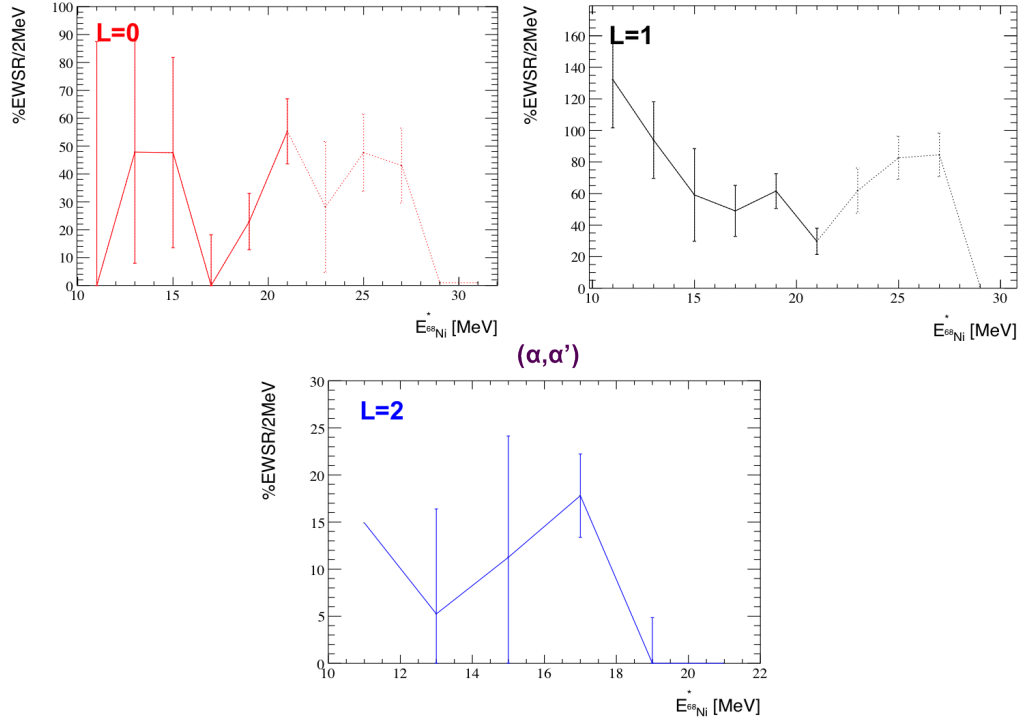


FIGURE 4.9 – Pourcentage EWSR épuisé en fonction de l'énergie d'excitation pour les multipolarité $L = 0, 1$ et 2 , obtenu lors de l'ajustement des distributions angulaires en MDA. Les pointillés correspondent à la région au delà de 22 MeV où d'autres multipolarités peuvent contribuer.

Les barres d'erreur évaluées pour chaque pourcentage de règle de somme EWSR correspondent à la somme de :

- L'erreur statistique qui a été propagée.
- L'erreur sur l'efficacité.
- L'erreur systématique liée à l'incertitude lors de la normalisation, évaluée à 20% ici (§ 4.3.1).

Au delà de ~ 22 MeV le pourcentage EWSR épuisé augmente fortement pour les contributions monopolaire et dipolaire. En effet, à partir de ces énergies plusieurs multipolarités ($L = 0, 1, 2$ et mais également $L = 3, 4, \dots$) peuvent être mises en jeu, et il faudrait alors étudier cette région avec une somme pondérée de prédictions

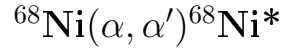
théoriques de multipolarités différentes. L'ajout de nouvelles multipolarités à partir de ~ 22 MeV est conforme à ce qui est observé dans le ^{58}Ni [Lui 06] : la contribution $L = 3$ devient non négligeable dans cette région. Il devient délicat de poursuivre l'analyse au delà de ~ 22 MeV en ne considérant que les multipolarités $L = 0, 1$ et 2 . C'est pour cela que le pourcentage EWSR épuisé ainsi que le rapport m_1/m_0 n'ont pas été évalués pour la résonance géante monopolaire et dipolaire au delà de cette énergie. Nous pouvons noter que l'analyse à haute énergie d'excitation avec des multipolarités supplémentaires en MDA n'est peut être pas pertinente au vu des barres d'erreur obtenues sur ce noyau. Le pourcentage EWSR épuisé pour ces deux modes semble surestimé dans la région des énergies inférieures à 15 MeV, il est cependant associé à de grandes barres d'erreur. Il se peut également que la méthode d'évaluation du fond ne soit pas adaptée dans cette région.

Pour le mode $L = 0$, nous observons bien une bosse attendue dans la région des résonances géantes monopolaires. Celle-ci est fragmentée entre 18 MeV et 28 MeV. La fragmentation n'est pas un effet totalement pris en compte lors des calculs RPA donc n'apparaît pas sur la figure 4.6, mais a déjà été observée pour des noyaux dans cette région de masse (§ 1.2.3 et [Lui 00]). Les calculs prédisent une concentration $L = 0$ de la force à 21 MeV, et en effet nous pouvons observer une bosse dans la distribution fragmentée à 21 MeV. Pour la région [18 - 22 MeV] correspondant à cette bosse, l'énergie moyenne, calculée à partir du rapport m_1/m_0 , est de 20.4 MeV. Pour cette même région, le pourcentage EWSR épuisé est de $78 \pm 22\%$. D'autre part, dans la région [12 - 16 MeV], nous observons une contribution monopolaire de plus basse énergie, dont le rapport m_1/m_0 vaut 13.9 MeV, qui épuise $95 \pm 74\%$ de la EWSR. Rappelons qu'une résonance soft monopole peu collective est prédite dans cette région (§ 1.3.3). Comme discuté au paragraphe précédemment, les pourcentages EWSR sont surévalués dans cette région et associés à de grandes barres d'erreur.

Une contribution au mode $L = 1$ est observée à partir de 22 MeV et jusqu'à 29 MeV, ainsi qu'aux énergies inférieures à 15 MeV.

Enfin pour le mode $L = 2$, nous observons une contribution très piquée à $m_1/m_0 = 16.2$ MeV comme attendue, mais épuisant un faible pourcentage de la EWSR : $29 \pm 17\%$.

4.3.3 Méthode des lorentziennes pour la réaction



Dans un premier temps, la région comprise entre 12 et 30 MeV du spectre global en énergie d'excitation (c'est-à-dire intégré sur tous les angles dans le centre de masse) est ajustée par une somme de quatre lorentziennes :

- Le centroïde 1 doit être compris entre 12.5 MeV et 13.5 MeV.
- Le centroïde 2 entre 15 MeV et 17 MeV.
- Le centroïde 3 entre 19 MeV et 22 MeV.
- Le centroïde 4 entre 24 MeV et 30 MeV.

Lorsque nous regardons les spectres en énergie d'excitation angle par angle dans le référentiel du centre de masse, nous observons des structures dans ces régions. Ce sont ces observations qui ont guidé le choix de l'ajustement comme une somme de quatre lorentziennes. La figure 4.10 présente le résultat de cet ajustement.

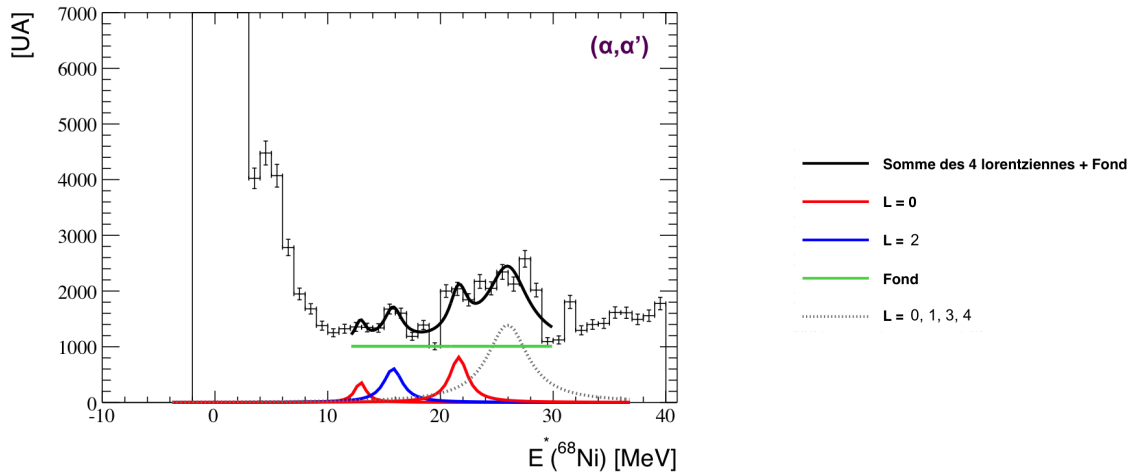


FIGURE 4.10 – Spectre en énergie d'excitation du ${}^{68}\text{Ni}$ ajusté par une somme de quatre lorentziennes sur un fond constant.

Dans un deuxième temps les spectres en énergie d'excitation du ${}^{68}\text{Ni}$ ont été extraits pour plusieurs angles de diffusion, entre 1° et 9° par pas de 1° , dans le référentiel du centre de masse. De même que pour le spectre global, la région comprise entre 12 MeV et 30 MeV est ajustée par une somme de quatre lorentziennes, dont les centroïdes sont ceux déterminés précédemment sur le spectre global en énergie d'excitation à ± 1 MeV près. La largeur à mi-hauteur totale peut quant à elle varier de ± 500 keV. La figure 4.11 présente ces ajustements.

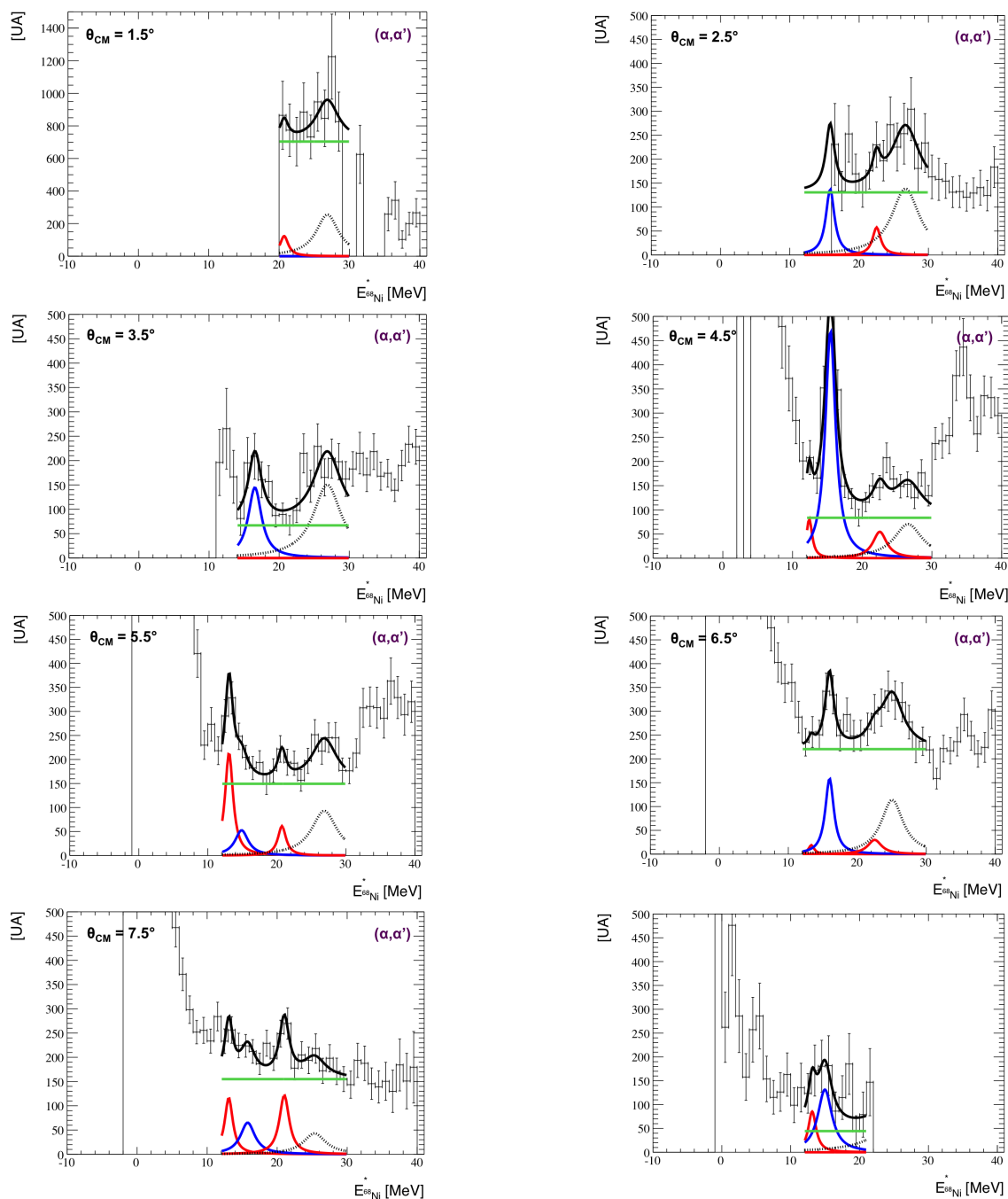


FIGURE 4.11 – Spectres en énergie d'excitation ^{68}Ni pour différents angles de diffusion θ_{CM} , ajustés par quatre lorentziennes, centrées à 13.2 MeV, 15.7 MeV, 21.7 MeV et 26.3 MeV, et un fond constant $\text{fond}(\theta_{CM})$. La légende est identique à celle de la figure 4.10.

Le spectre en énergie d'excitation à 1.5° , restreint à une étroite région en énergie d'excitation de part l'efficacité géométrique dans cette zone, ne sera pas utilisé dans la suite de l'analyse.

Pour chaque lorentzienne à une énergie donnée, la moyenne des centroïdes sur les différents angles centre de masse est calculée (de même pour la largeur totale à mi-hauteur), permettant ainsi, à partir de l'évaluation de la dispersion, une estimation simple de l'erreur sur l'énergie (respectivement sur la largeur totale à mi-hauteur). A cette erreur sur la dispersion des centroïdes (respectivement sur la dispersion des largeurs totale à mi-hauteur) et ajoutée une erreur liée à l'ajustement. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.1

	multipolarité	centroïde	FWHM
Lorentzienne 1	$L = 0$	13.2 ± 0.5 MeV	1.3 ± 0.4 MeV
Lorentzienne 2	$L = 2$	15.7 ± 1.0 MeV	2.1 ± 1.1 MeV
Lorentzienne 3	$L = 0$	21.7 ± 1.9 MeV	1.8 ± 1.1 MeV

TABLE 4.1 – *Résultat de l'ajustement de quatre lorentziennes sur les spectres en énergie d'excitation lors de l'analyse par méthode des lorentziennes.*

Pour une lorentzienne à une énergie donnée, l'aire de cette dernière est calculée pour chaque angle centre de masse. Après normalisation, l'évolution de cette aire à une énergie donnée en fonction de l'angle dans le référentiel du centre de masse permet de reconstruire la distribution angulaire. De même que pour la MDA, les barres d'erreur correspondent à la somme de l'erreur statistique, de l'erreur sur l'efficacité, et de l'erreur systématique liée à l'incertitude sur le facteur de normalisation. La figure 4.12 montre ces distributions angulaires pour les trois premières lorentziennes ajustées sur les spectres en énergie d'excitation.

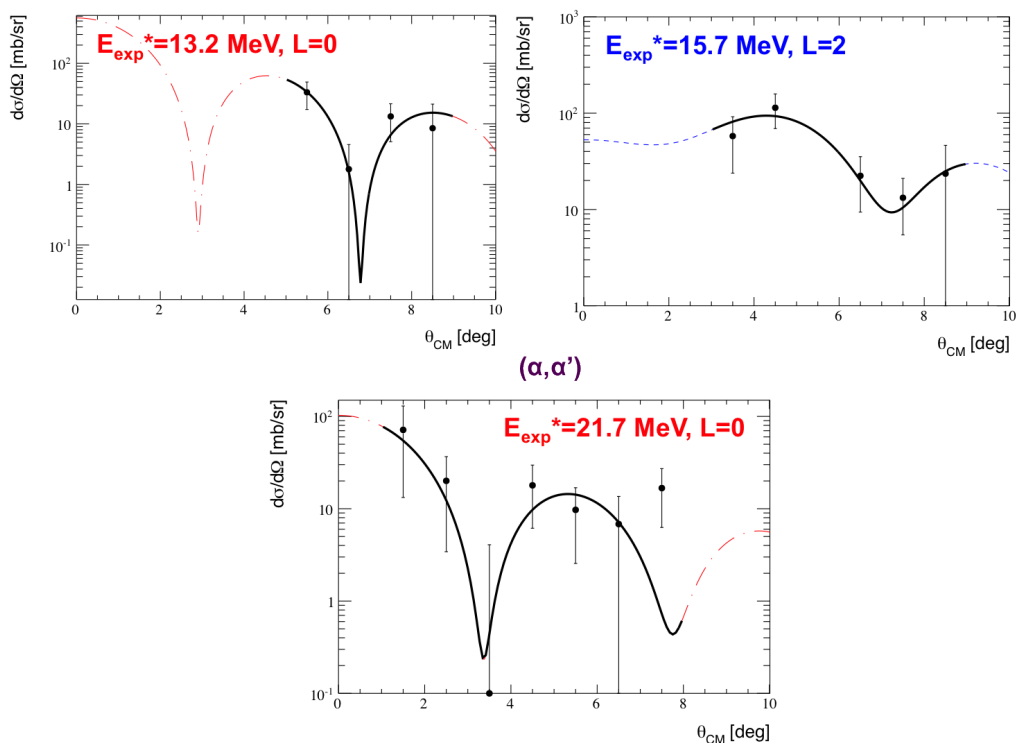


FIGURE 4.12 – *Distributions angulaires expérimentales et théoriques. A gauche : les points expérimentaux correspondent à la lorentzienne à 13.2 MeV, et la prédiction théorique à une excitation de multipolarité $L = 0$ à 13 MeV. A droite : la même chose pour la lorentzienne à 15.7 MeV et la prédiction $L = 2$ à 17 MeV. En bas : la même chose pour la lorentzienne à 21.7 MeV et la prédiction $L = 0$ à 21 MeV.*

Les pourcentages de EWSR épuisés correspondent au paramètre d'ajustement de la prédiction théorique en DWBA sur les données expérimentales :

- Pour la première lorentzienne centrée à 13.2 MeV il est évalué à $78 \pm 30\%$, ce qui est compatible à ce qui a été observé par la méthode MDA ($78 \pm 22\%$).
- Pour la seconde lorentzienne centrée à 15.7 MeV, lors d'un premier ajustement il est évalué à $29 \pm 9\%$, ce qui est également compatible à ce qui a été observé par la méthode MDA ($29 \pm 17\%$). Cependant, nous pouvons voir sur cette distribution angulaire à 15.7 MeV présentée en annexe D, que la faible valeur du pourcentage de EWSR est liée à un point isolé à 5.5° . Cette faible valeur à 15.7 MeV et 5.5° s'explique par le fait que la contribution à 13.2 MeV est particulièrement importante à cet angle, empêchant ainsi un ajustement

à 15.7 MeV. Un nouvel ajustement en omettant le point à 5.5° a donc été réalisé et est présenté en figure 4.12. Le pourcentage EWSR épuisé est alors de $73\pm 19\%$, moins compatible avec la méthode MDA mais l'ajustement semble d'avantage cohérent.

- Pour la troisième lorentzienne centrée à 21.7 MeV il est évalué à $76\pm 28\%$, ce qui est également compatible à ce qui a été observé par la méthode MDA ($78\pm 22\%$).

Nous pouvons noter que la région au delà de 19 MeV devrait être également ajustée avec une contribution dipolaire, et de manière générale, comme expliqué dans le paragraphe précédent, nous ne pouvons faire intervenir avec une seule multipolarité au delà de 22 MeV. La quatrième lorentzienne à 26.5 MeV n'a donc pas été analysée.

4.3.4 Analyse MDA pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$

Suivant la même méthode MDA détaillée pour l'expérience sur cible de particules alpha, une analyse MDA a été effectuée sur les données de la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$. La contribution dipolaire n'a pas été prise en compte ici car sa contribution devient significative à partir de 19 MeV et notre spectre en énergie d'excitation pour la réaction sur deuton est coupé au delà de 23 MeV. Dans un premier temps, la MDA a donc été effectuée en ne tenant compte que de la contribution $L = 0$ et $L = 2$. Ces résultats sont disponibles en annexe D. Cette première analyse a conduit à la conclusion que nous n'observions pas la contribution quadrupolaire au cours de cette expérience et ce point sera discuté au paragraphe 4.4.1. L'analyse par la méthode MDA a donc été réalisée à nouveau en ne tenant compte que du mode $L = 0$, seule multipolarité dont nous puissions obtenir une distribution de force pour cette expérience sur cible de deutons. Les figures 4.13 et 4.14 présentent le résultat de l'analyse par décomposition multipolaire.

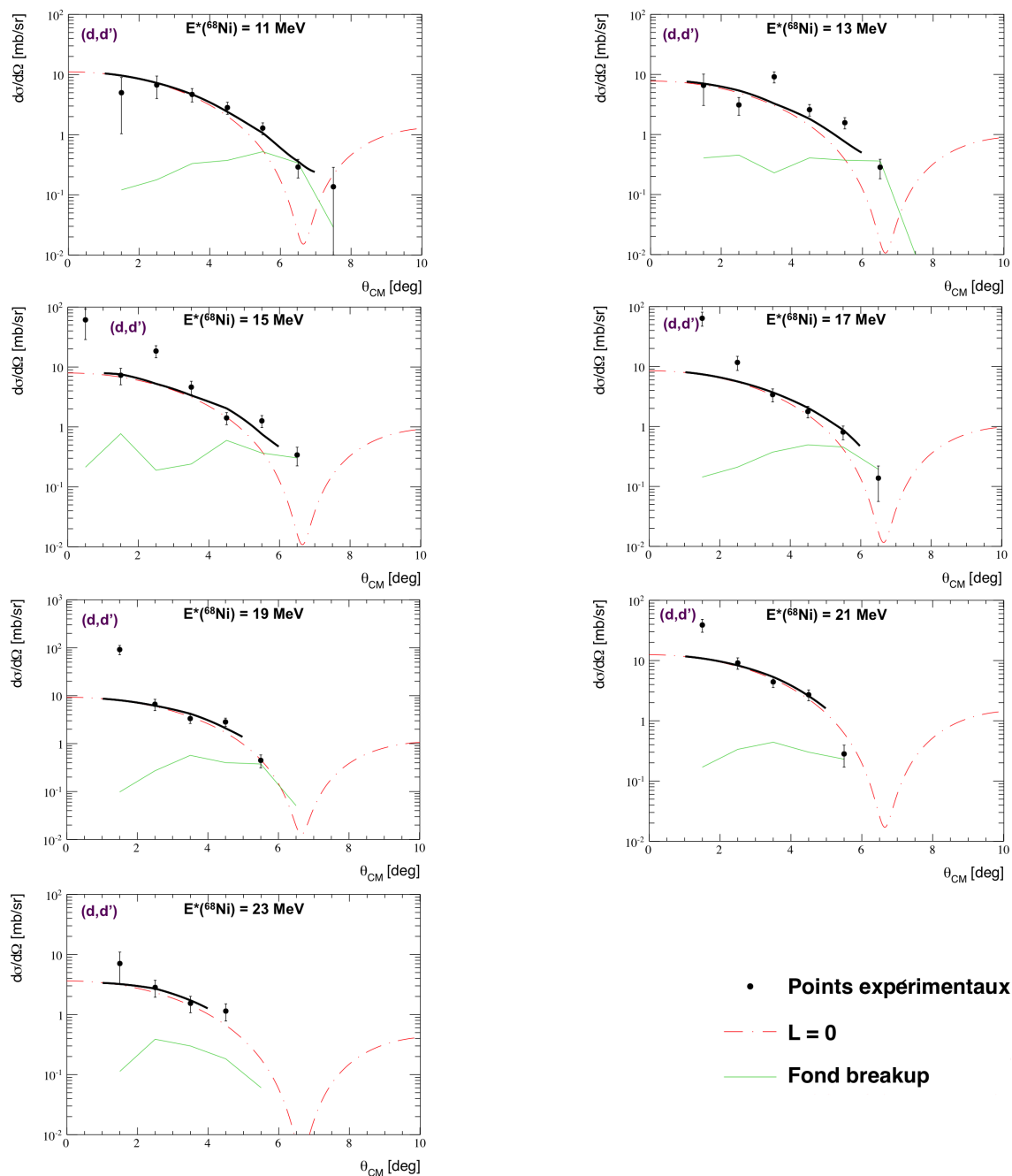


FIGURE 4.13 – Ajustement des points expérimentaux par la méthode de la MDA pour chaque tranche en énergie de 2 MeV entre 10 MeV et 24 MeV. La distribution angulaire notée à 11 MeV correspond à la contribution entre 10 MeV et 12 MeV et de même pour les autres tranches en énergie.

4.4. Analyse par la méthode des gaussiennes pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$

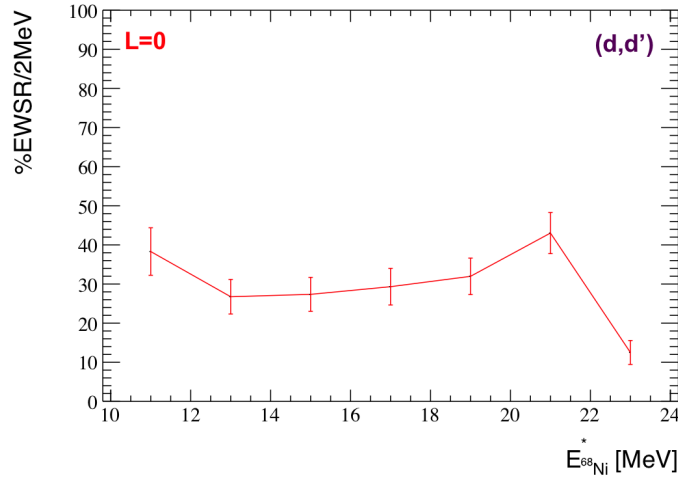


FIGURE 4.14 – Pourcentage EWSR épuisé en fonction de l'énergie d'excitation pour la multipolarité $L = 0$.

Pour le mode $L = 0$, nous observons une contribution à 21 MeV. Dans la région [18 - 22 MeV], le rapport m_1/m_0 permet d'évaluer la moyenne en énergie de ce fragment à 20.1 MeV, et le pourcentage de EWSR épuisé est de $75 \pm 10\%$. L'efficacité géométrique pour cette réaction est telle que nous n'avons pas l'énergie d'excitation au delà de 23 MeV et donc nous ne pouvons pas observer une éventuelle fragmentation de l'ISGMR. D'autre part la soft monopole observée en MDA et en méthode lorentzienne pour l'expérience sur cible d'alpha n'est pas observée ici.

4.4 Analyse par la méthode des gaussiennes pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$

Les ajustements seront réalisés ici avec des gaussiennes et non des lorentziennes. Les figures 4.15 et 4.16 présentent ces ajustements gaussiens sur les spectres en énergie d'excitation pour les différents angles centre de masse. La contribution vers 13 MeV, non visible par la méthode MDA, se distingue ici en méthode par ajustement gaussien.

Pour les mêmes raisons que pour la réaction sur alpha, le point à 1.5° ne sera pas pris en compte lors des ajustements.

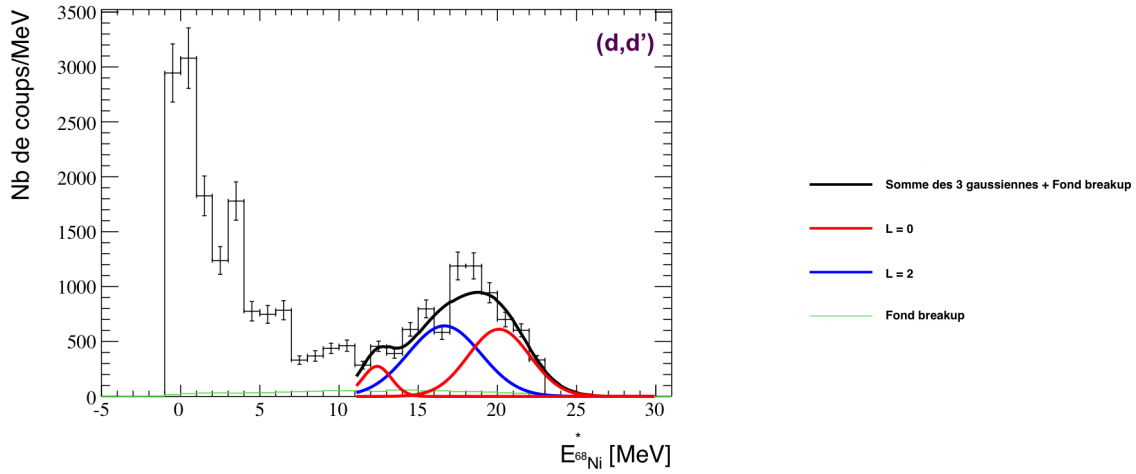


FIGURE 4.15 – Spectre en énergie d’excitation du ^{68}Ni ajusté par une somme de trois gaussiennes sur le fond du breakup du deuteron.

Pour chaque gaussienne à une énergie donnée, la moyenne des centroïdes sur les différents angles centre de masse est calculée (de même pour la largeur totale à mi-hauteur). Les résultats sont donnés dans le tableau 4.2

	multipolarité	centroïde	FWHM
Gaussienne 1	$L = 0$	12.7 ± 0.3 MeV	2.2 ± 0.3 MeV
Gaussienne 2	$L = 2$	16.5 ± 2.0 MeV	4.3 ± 2.1 MeV
Gaussienne 3	$L = 0$	20.9 ± 1.2 MeV	4.4 ± 0.3 MeV

TABLE 4.2 – Résultat de l’ajustement de trois gaussiennes sur les spectres en énergie d’excitation lors de l’analyse par méthode des gaussiennes.

De la même manière que pour la réaction sur alpha, nous pouvons en déduire la distribution angulaire pour chacune des énergies de ces gaussiennes. La figure 4.17 présente ces distributions angulaires.

4.4. Analyse par la méthode des gaussiennes pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$

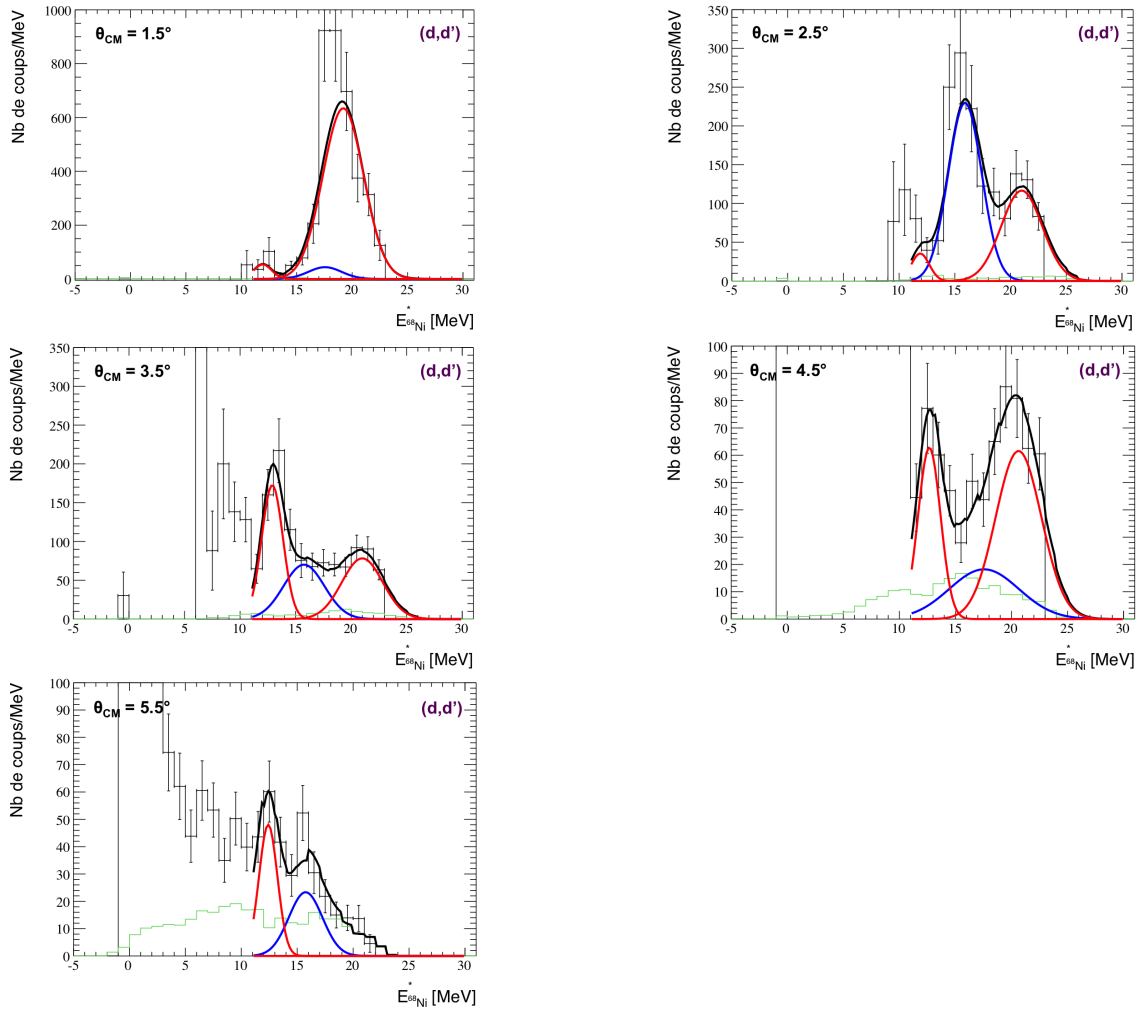


FIGURE 4.16 – Spectres en énergie d'excitation ^{68}Ni pour différents angles de diffusion θ_{CM} , ajustés par trois gaussiennes, centrées à 12.7 MeV, 16.5 MeV et 20.9 MeV, et le fond de breakup du deuteron. La légende est identique à celle de la figure 4.15.

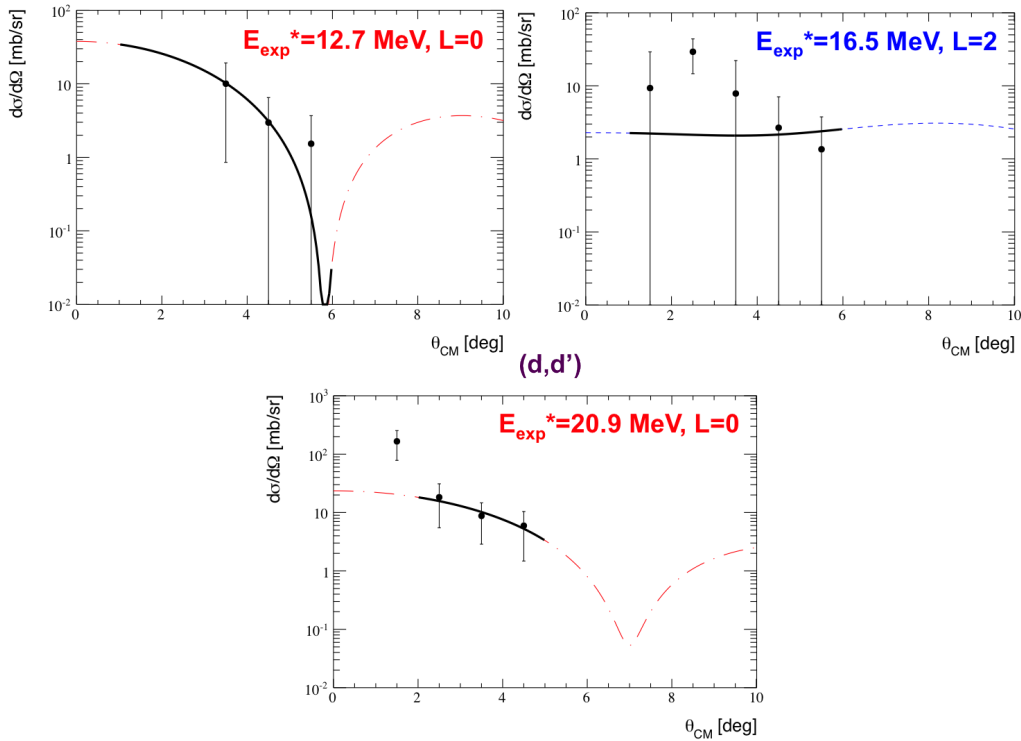


FIGURE 4.17 – *Distributions angulaires expérimentales et théoriques. A gauche : les points expérimentaux correspondent à la gaussienne à 12.7 MeV, et la prédiction théorique à une excitation de multipolarité $L = 0$ à 13 MeV. A droite : la même chose pour la gaussienne à 16.5 MeV et la prédiction $L = 2$ à 17 MeV. En bas : la même chose pour la gaussienne à 20.9 MeV et la prédiction $L = 0$ à 21 MeV.*

Nous pouvons en déduire les pourcentages de EWSR épuisés :

- Pour la première gaussienne à 12.7 MeV, il est évalué à $54 \pm 38\%$.
- Pour la deuxième gaussienne à 16.5 MeV, il est évalué à $15 \pm 13\%$, soit quasiment nul, ce qui explique que les résultats soient compatibles avec 0 en MDA.
- Pour la troisième gaussienne à 20.9 MeV, il est évalué à $127 \pm 52\%$. Ce pourcentage EWSR est un peu élevé, mais ceci peut s'expliquer de la façon suivante : nous avons vu lors de l'analyse en alpha qu'il y avait une contribution de plus haute énergie vers 26 MeV. Cette contribution de plus haute énergie n'étant pas évaluée ici à cause de la coupure du spectre en énergie d'excitation, le pourcentage EWSR de la gaussienne à 20.9 MeV serait plus faible si nous avions pu prendre en compte la queue de la gaussienne à plus haute énergie.

4.4.1 Discussion

Le tableau 4.3 résume les résultats obtenus pour les deux expériences de diffusion inélastiques $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$ et $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$ à 50A MeV, dont les analyses sont détaillées dans ce manuscrit.

	$^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$					
	MDA			Ajustement lorentzien		
	m_1/m_0 [MeV]	rms [MeV]	EWSR [%]	E* [MeV]	FWHM [MeV]	EWSR [%]
$L = 0$ (soft)	13.9	1.0	95±74	13.2±0.5	1.3±0.4	78±30
$L = 0$ (GMR)	20.4	0.9	78±22	21.7±1.9	1.8±1.1	76±28
$L = 2$	16.2	1.0	29±17	15.7±1.0	2.1±1.1	73±19
	$^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$					
	MDA			Ajustement gaussien		
	m_1/m_0 [MeV]	rms [MeV]	EWSR [%]	E* [MeV]	FWHM [MeV]	EWSR [%]
$L = 0$ (soft)		non observée		12.7±0.3	2.2±0.3	54±38
$L = 0$ (GMR)	20.1	1.0	74±8	20.9±1.2	4.4±0.3	127±52
$L = 2$		non observée		16.5±2.0	4.3±2.1	15±12

TABLE 4.3 – *Caractéristiques obtenues pour les résonances géantes monopolaire $L = 0$, et quadrupolaire $L = 2$, dans le ^{68}Ni , par les deux méthodes d'analyse MDA et ajustement des spectres en énergie d'excitation, pour les deux expériences.*

La diffusion inélastique de particules α était une première dans l'étude des résonances géantes dans un noyau exotique. Nous observons d'avantage de résultats pour la diffusion inélastique (α, α') que pour la réaction (d, d'). Comme nous l'avons vu précédemment la meilleure statistique est liée d'une part à la section efficace qui est plus importante, et d'autre part aux conditions de fonctionnement qui facilitent la reconstruction : les traces déposées par les α de recul sont plus étalées et la reconstruction en est facilitée.

Pour le mode $L = 0$, la présence d'un mode à basse énergie, prédit par les calculs RPA et RQRPA (§ 1.3.3) est ici identifié dans trois des analyses sur quatre. Et pour ces trois analyses les résultats sont compatibles. A cause de l'efficacité géométrique, nous ne pouvons observer cette "soft" résonance monopolaire qu'à partir de 3.5° en deuton, or notre statistique, faible en deuton, est focalisée sur les angles inférieurs à 3.5°. Une décomposition angle par angle dans le référentiel du centre de masse est alors nécessaire si nous voulons observer cette "soft" résonance monopolaire, ce qui peut expliquer que nous ne l'observons pas en MDA. L'ISGMR mesurée est

fragmentée comme nous nous y attendions. Les diverses multipolarités intervenant à plus haute énergie d'excitation nous ont contraint à analyser préférentiellement l'épaule vers 21 MeV. L'énergie moyenne de cette bosse est reproduite dans les quatre analyses. Seule la méthode gaussienne en deuton prédit une largeur un peu plus grande et un pourcentage de EWSR plus important, qui peut être expliqué ainsi : le spectre en énergie d'excitation étant coupé à partir de 23 MeV, nous n'avons pas pu ajuster les données avec une gaussienne vers 26 MeV qui aurait absorbé une partie de la force.

Concernant le mode $L = 1$, l'ISGDR n'a, à l'heure actuelle, jamais été observée dans un noyau instable. Dans l'expérience sur cible d'alpha et par la méthode de la MDA nous observons une contribution qui peut être identifiée comme ISGDR. Rappelons que le fond a été maximisé lors de cette analyse, et ainsi cette contribution ne peut être que difficilement attribuée à des réactions parasites. Cependant, comme nous l'avons déjà mentionné, d'autres multipolarités entrent en jeu au delà de ~ 22 MeV (notamment $L = 3$). Or nous avons ajusté nos données en nous restreignant à $L = 0, 1$ et 2 , donc les contributions au delà de 22 MeV sont sûrement surévaluées. Une expérience dédiée à l'étude de ce mode dans le ^{56}Ni , prenant en considération l'étude des décroissances, a eu lieu en avril 2011 au GANIL et est en cours d'analyse [Bagchi 11]. En effet, ce mode n'a été observé dans les noyaux stables que par analyse des décroissances, ceci afin d'isoler la contribution ISGDR du fond physique.

Pour le mode $L = 2$, il n'est pas observé en MDA et très peu en méthode gaussiennes lors de l'expérience $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$ mais l'a été dans le ^{56}Ni lors de l'expérience $^{56}\text{Ni}(d, d')^{56}\text{Ni}^*$. En effet, d'après les prédictions théoriques de section efficace pour la réaction de diffusion inélastique (d, d') , la contribution quadrupolaire se distingue facilement de la contribution monopolaire entre 6° et 8° dans le centre de masse (cf figure D.2). Lors de l'expérience sur ^{56}Ni , la statistique était focalisée sur cette région alors qu'elle l'est d'avantage sur des plus petits angles lors de notre expérience, en effet le dysfonctionnement des Si nous empêche de récupérer la statistique à plus haut angle centre de masse. Quant à l'expérience (α, α') , il est également difficile d'observer la contribution quadrupolaire en MDA car il n'y a pas de zone angulaire dans le référentiel du centre de masse où le mode $L = 2$ aurait une section efficace bien supérieure à celle des autres modes. Seule la méthode d'ajustement des lorentziennes pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$ semble donner des résultats compatibles avec ce qui est attendu (pourcentage de EWSR de l'ordre de 70%).

Les positions des centroïdes des résonances géantes mesurées ainsi que les pourcentages de EWSR épuisés sont compatibles avec ce qui avait été observé précédemment dans les autres isotopes de la chaîne isotopique. Le tableau 4.4 présente les

4.4. Analyse par la méthode des gaussiennes pour la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$

résultats obtenus pour d'autres isotopes de Ni.

$^{56}\text{Ni}(d, d')^{56}\text{Ni}^*$						
	MDA			Ajustement gaussien		
	m_1/m_0	rms	EWSR	E^*	FWHM	EWSR
	[MeV]	[MeV]	[%]	[MeV]	[MeV]	[%]
$L = 0$	19.3	2.3	136 ± 27	19.5 ± 0.3	5.2	145 ± 21
$L = 2$	16.2	1.7	76 ± 13	16.5 ± 0.3	5.2	63 ± 11
$^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{58}\text{Ni}^*$						
	MDA			Ajustement gaussien		
	m_1/m_0	rms	EWSR	E^*	FWHM	EWSR
	[MeV]	[MeV]	[%]	[MeV]	[MeV]	[%]
$L = 0$	19.20	4.89	85^{+13}_{-10}	18.43 ± 0.15	7.41 ± 0.13	82^{+11}_{-9}
$L = 2$	16.31	2.45	82 ± 10	16.64 ± 0.12	5.81^{+16}_{-11}	81 ± 10

TABLE 4.4 – *Caractéristiques obtenues pour les résonances géantes monopolaire $L = 0$, et quadrupolaire $L = 2$, dans le ^{56}Ni , extrait de [Monrozeau 08]. Et dans le ^{58}Ni , extrait de [Lui 06].*

Pour le mode $L = 0$ et dans la limite de notre résolution expérimentale, nous pouvons voir que le nombre de nucléons A composant le noyau de Ni n'a pas beaucoup d'influence sur la position du centroïde de l'ISGMR, ce qui est cohérent avec les prédictions. Il est possible de comparer le pourcentage de EWSR épuisé pour le fragment à 21 MeV dans le ^{68}Ni avec ce qui avait été obtenu dans le ^{56}Ni , en effet lors de l'étude de la réaction $^{56}\text{Ni}(d, d')^{56}\text{Ni}^*$ le spectre en énergie d'excitation était coupé à haute énergie empêchant d'évaluer le reste de la force au delà de 24 MeV. Nous pouvons constater que nos valeurs sont plus faibles pour les deux méthodes d'analyse et pour les deux réactions d'étude. Ceci laisse supposer qu'il y a de la force $L = 0$ à plus haute énergie, mais aussi à plus basse énergie dans le ^{68}Ni compatible avec l'observation d'un mode $L = 0$ "soft" de plus basse énergie (13 MeV), comme prédit par les calculs RPA et RQRPA pour les noyaux riches en neutrons.

Concernant le mode $L = 2$, nous pouvons voir que le pourcentage de EWSR obtenu, $73 \pm 19\%$, est compatible avec les résultats obtenus dans les autres noyaux de la chaîne isotopique.

Pour la multiplicité $L = 1$, nous observons un signal en MDA pour la réaction $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$. Cependant, comme discuté ci-dessus, les conditions expérimentales ne sont pas favorables à l'observation de ce mode. Nous sommes à la limite de la

sensibilité expérimentale, il est donc délicat de poursuivre l'analyse en travaillant avec des multipolarités supplémentaires $L = 3, 4$.

Cette nouvelle mesure permettrait d'étudier l'évolution du centroïde de l'ISGMR sur ces différents noyaux et notamment leur corrélation avec le paramètre M (§ [1.3.1](#)).

Conclusion

Nous avons réalisé deux expériences visant à caractériser pour la première fois les résonances géantes isoscalaires électriques monopolaire et quadrupolaire dans un noyau exotique riche en neutrons : le ^{68}Ni . Ces deux expériences ont eu lieu au GANIL en septembre 2010 sur le spectromètre LISE avec la cible active MAYA. L'utilisation d'une cible active, où le gaz joue à la fois le rôle de cible et de gaz de détection, permet de pallier aux difficultés liées à l'étude des noyaux exotiques : le faible taux de production est compensé par une épaisseur de cible plus importante (MAYA remplie de D_2 à 1 atm équivaut à une cible solide de CD_2 de 10 mg/cm^2), et les faibles énergies de la particule de recul, dues à l'étude en cinématique inverse, sont mesurables grâce au faible seuil de détection dans le volume de gaz de la cible active. Les sondes deuton et α ont été utilisées pour sélectionner l'isospin $T = 0$ (mode isoscalaire) et le spin $S = 0$ (mode électrique) de l'excitation. Pour la première expérience, MAYA était remplie de gaz D_2 à 1 atm afin d'exciter le ^{68}Ni par diffusion inélastique de deutons $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$. Pour la seconde expérience, nous avons utilisé un mélange ($95\%\text{He} + 5\%\text{CF}_4$) à 500 mbar pour étudier la réaction de diffusion inélastique de particules α : $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$. Les propriétés des états ont été étudiées de deux manières différentes pour chacune de ces expériences.

Pour le mode $L = 0$, les résultats obtenus sont une ISGMR fragmentée de 18 MeV jusqu'à 28 MeV avec un épaulement à 21 MeV dont la nature est clairement identifiée, ainsi qu'une résonance monopolaire "soft" prédite mais encore jamais observée, qui apparaît distinctement vers 13 MeV (fig 4.11).

Pour le mode $L = 2$, les conditions expérimentales étaient moins adaptées que pour le mode monopolaire, l'ISGQR a donc été identifiée à 17 MeV mais avec un pourcentage de EWSR épuisé souvent inférieur à ce qui était attendu.

Lors de l'analyse par décomposition multipolaire de la réaction de diffusion inélastique (α, α'), il a été observé une contribution dipolaire à partir de 22 MeV et aux énergies inférieures à 15 MeV. Une analyse prenant en considération les

multipolarités supplémentaires serait nécessaire pour identifier avec certitude cette contribution.

Les deux analyses ont également permis de constater que l'étude de la diffusion inélastique $^{68}\text{Ni}(\alpha, \alpha')^{68}\text{Ni}^*$ est beaucoup plus favorable à la mesure des modes de compression que la réaction $^{68}\text{Ni}(d, d')^{68}\text{Ni}^*$. Les sections efficaces de réaction et les conditions de fonctionnement du détecteur ont permis d'obtenir une statistique environ 10 fois plus importante en gaz (95%He + 5%CF₄). Il faut noter que c'est la première fois que MAYA était utilisé dans ce système de fonctionnement, ces conditions ont depuis été à nouveau utilisées en avril 2011 lors d'une expérience visant à étudier l'ISGDR dans le ^{56}Ni .

Cette analyse, en conjonction avec l'expérience précédente sur le ^{56}Ni , ouvre la voie des systématiques de mesure des résonances géantes isoscalaires électriques le long des chaînes isotopiques incluant les noyaux instables. Il serait notamment intéressant d'étudier ces résonances dans des chaînes isotopiques de noyaux plus lourds que les Ni, par exemple dans les Sn, car alors l'ISGMR serait moins fragmentée et il serait plus aisé de calculer la position d'un centroïde et un pourcentage épuisé de EWSR. De plus, cela permettrait d'étudier l'existence d'un mode "soft" dans ces autres noyaux. Enfin ces mesures le long de chaînes isotopiques affineraient notre compréhension du lien entre position de l'ISGMR et incompressibilité de la matière nucléaire, ainsi que le rôle de l'asymétrie.

Les cibles actives semblent particulièrement adaptées pour l'étude des résonances géantes dans les noyaux exotiques, cependant la résolution de MAYA est limitée. Dans un avenir proche, la nouvelle cible active ACTAR (Active TARget) permettra d'améliorer la résolution par rapport à ce que nous avons obtenu. En effet, l'utilisation de l'électronique GET (General Electronics for TPC's) spécialement dédié aux TPC permettra d'avoir un déclenchement pad par pad, ce qui facilitera la sélection des événements enregistrés notamment en excluant les événements de fenêtre d'entrée et de sortie. Le système d'amplification sera également différent : la technologie micromégas associée à une dimension de taille plus fine 2 mm×2 mm permettra de diminuer l'incertitude sur la valeur du parcours reconstruit, notamment en limitant les artefacts de reconstruction sur les traces courtes comme par exemple le franchissement d'une rangée de pads pour les traces courtes à 90°. Enfin le problème lié à la gamme dynamique sera simplifié car le gain pourra être réglé individuellement sur chacun des pads, l'utilisation d'un masque électrostatique ayant l'inconvénient de provoquer des distorsions des lignes de champs. Le développement de nombreuses

cibles actives dans le monde, notamment ACTAR, associé aux derniers résultats dans le domaine des résonances géantes ouvre de nouvelles voies d'exploration.

Annexe A

Détails de l'étalonnage

A.1 Pads

La figure A.1 présente le résultat de l'étalonnage des pads en fonction du numéro du pad.

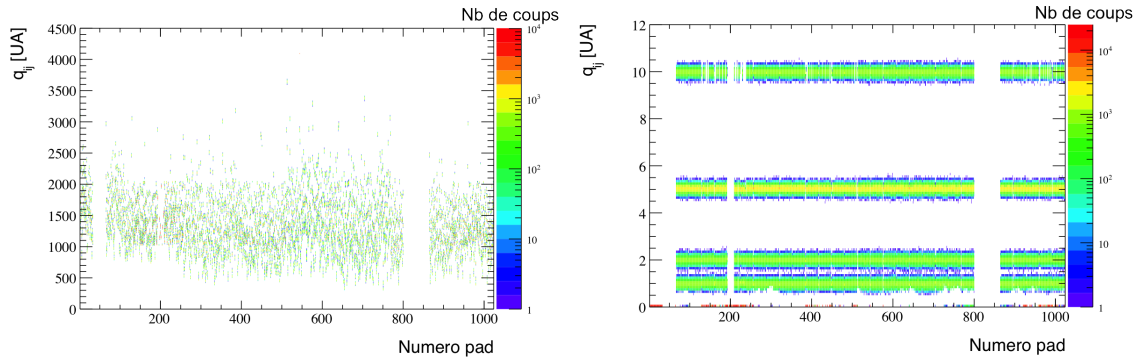


FIGURE A.1 – Charges vues par les pads lors de l'envoi d'impulsions de quatre amplitudes différentes sur les fils en fonction du numéro du pad. A gauche : avant étalonnage. A droite : après étalonnage.

Sur cette représentation en deux dimensions des charges vues par les pads en fonction du numéro du pad, nous pouvons voir que certaines rangées ne répondent pas correctement au signal envoyé sur les fils. Cet effet, sûrement dû à un problème au niveau des préamplificateurs des fils, se retrouve pour les événements physiques : dans 40% des cas, les charges sur les rangées 7-8 d'une part et 26-27 d'autre part ne sont pas codées. Afin de pallier ce problème, cet effet a été intégré dans les simulations, il est alors totalement pris en compte lors de la correction d'efficacité. A noter également que malgré l'ajustement, il y a des effets de bords qui rendent les pads périphériques inutilisables.

A.2 Fils

Les figures A.2 et A.3 présentent le résultat de l'étalonnage des fils en temps et en énergie en fonction du numéro du fil.

De même, on peut voir ici quels fils n'ont pas répondu à l'étalonnage en temps ou en énergie.

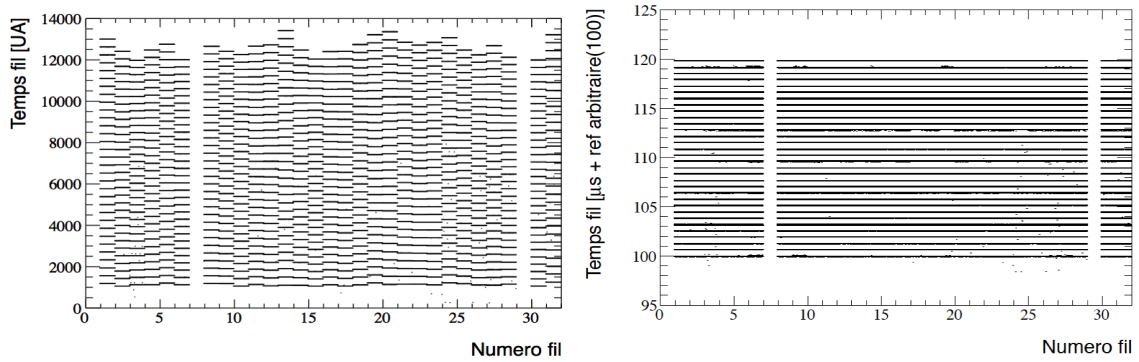


FIGURE A.2 – Temps codés par les 32 fils lors de l’application d’une série de 32 impulsions espacées de $0.64 \mu\text{s}$ en fonction du numéro du fil. A gauche : avant étalonnage. A droite : après étalonnage.

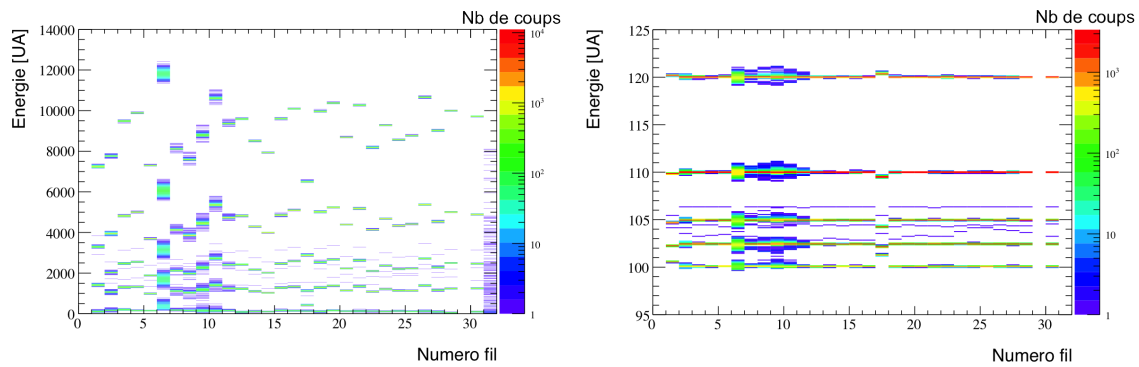


FIGURE A.3 – Signal vu par les 32 fils lors de l’envoi d’impulsions de quatre amplitudes différentes sur les fils en fonction du numéro du fil. A gauche : avant étalonnage. A droite : après étalonnage.

A.3 Silicium

La figure A.4 présente le résultat de l’étalonnage des pads en fonction du numéro du pad.

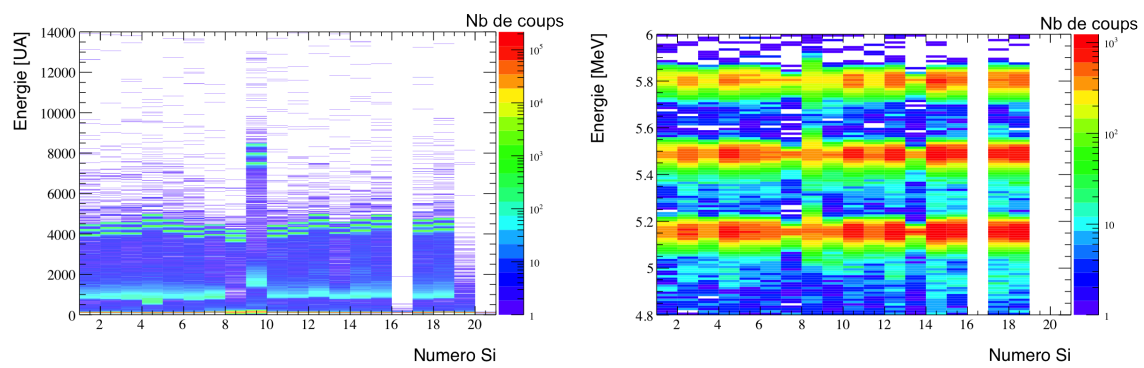


FIGURE A.4 – Trois α détectés dans les Si en fonction du numéro du Si. A gauche : avant étalonnage. A droite : après étalonnage.

Annexe B

Complément sur le calcul d'incertitude

Observables R et θ pour la partie de l'expérience en gaz D_2

En ce qui concerne l'observable "parcours de la particule" R , nous avons étudié la quantité :

$$\Delta_R = \frac{R_{sim} - R_{rec}}{R_{sim}} \quad (B.1)$$

où R_{sim} est le parcours de la particule simulé, et R_{rec} celui reconstruit pour le même événement. Il s'agit d'une comparaison relative. La figure B.1 représente le centroïde et le RMS de la distribution de ces Δ_R en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni $E_{^{68}\text{Ni}}^*$.

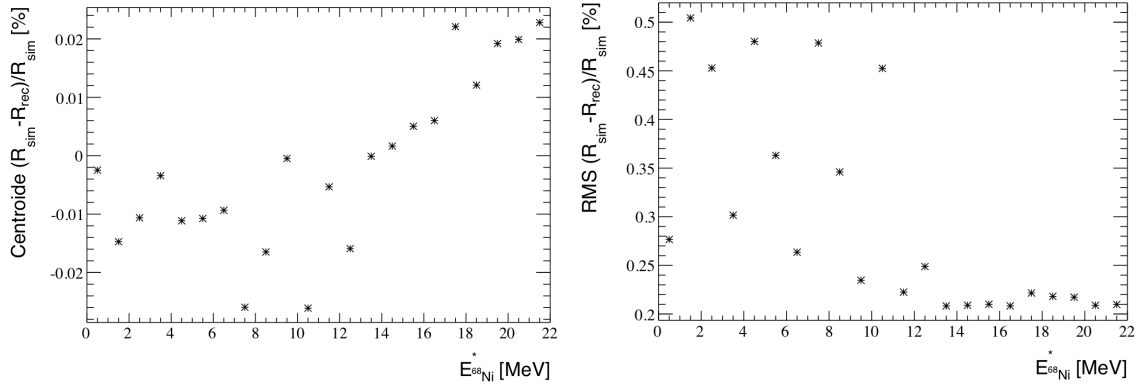


FIGURE B.1 – *A gauche : centroïde de la distribution de la quantité Δ_R en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni . A droite : RMS de la distribution de la quantité Δ_R en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni .*

Le centroïde de la distribution de Δ_R nous renseigne d'avantage sur l'erreur systématique liée à la simulation, alors que le RMS nous renseigne plutôt sur les erreurs liées à la reconstruction. Nous pouvons remarquer que l'erreur sur la reconstruction du parcours est minimum dans la région d'intérêt (13-22 MeV) et est de l'ordre de 20%.

Concernant l'angle de la réaction dans le référentiel du laboratoire θ , nous pouvons de même définir :

$$\Delta_\theta = \frac{\theta_{sim} - \theta_{rec}}{\theta_{sim}} \quad (\text{B.2})$$

où θ_{sim} est l'angle de réaction dans le laboratoire simulé, et θ_{rec} celui reconstruit pour le même événement. La figure B.2 représente le centroïde et le RMS de la distribution de ces Δ_θ en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni $E_{^{68}\text{Ni}}^*$.

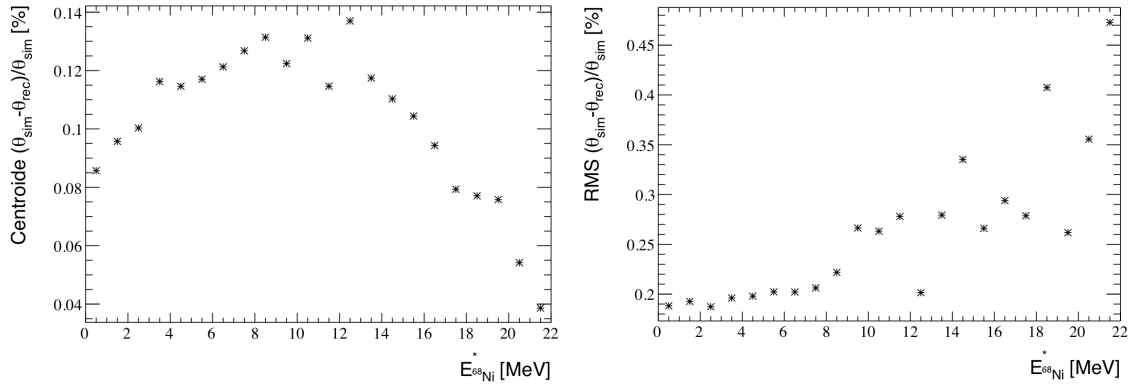


FIGURE B.2 – *A gauche : centroïde de la distribution de Δ_θ en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni . A droite : RMS de la distribution de Δ_θ en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni .*

Nous pouvons voir que lorsque l'énergie d'excitation du ^{68}Ni augmente, le RMS de la distribution de Δ_θ augmente. Ceci peut facilement s'expliquer car à plus haute énergie d'excitation cela correspond à de plus petits angles dans le référentiel du laboratoire, la trace de la particule diffusée “se détache” difficilement de la trace faisceau, la reconstruction est alors plus difficile.

Calcul d'incertitude pour la partie de l'expérience en gaz (95%He + 5%CF₄)

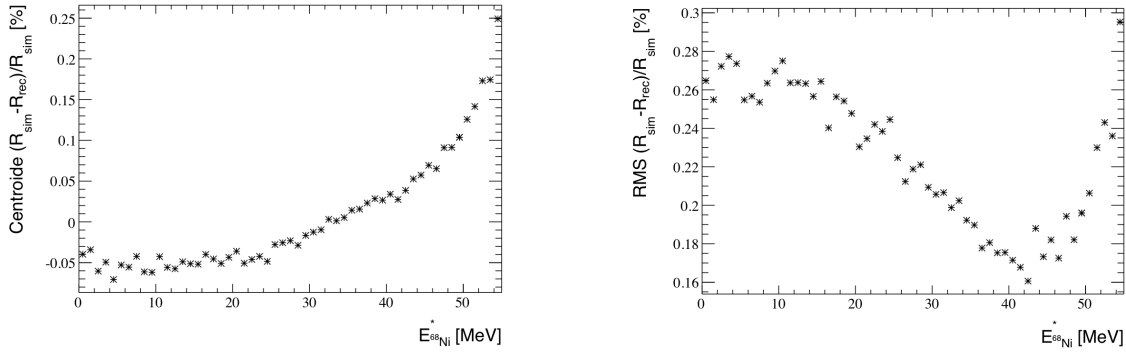


FIGURE B.3 – *A gauche : centroïde de la distribution de Δ_R en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni . A droite : RMS de la distribution de Δ_R en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni .*

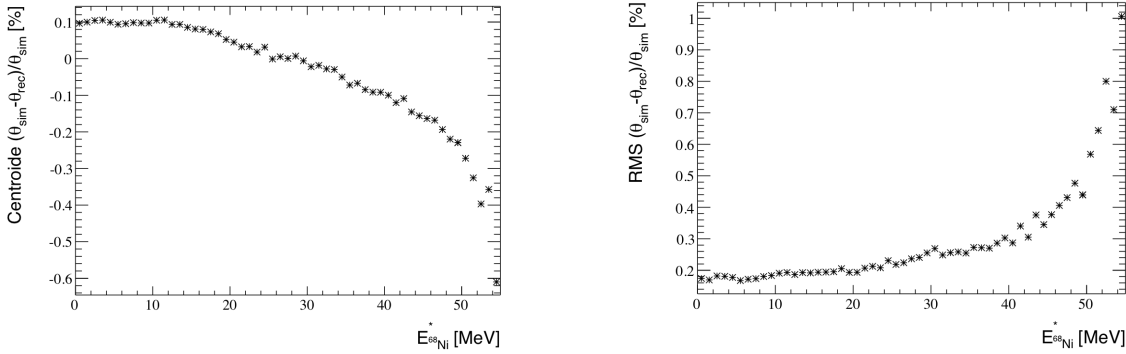


FIGURE B.4 – *A gauche : centroïde de la distribution de Δ_θ en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni . A droite : RMS de la distribution de Δ_θ en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni .*

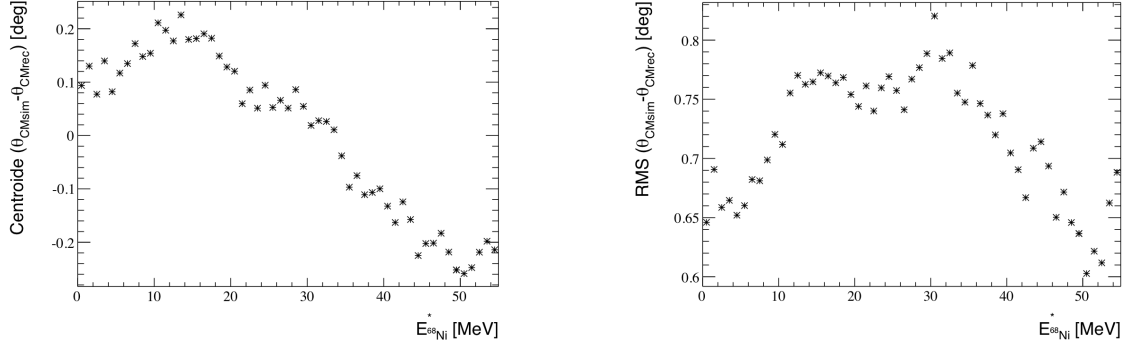


FIGURE B.5 – A gauche : centroïde de la distribution de $\Delta\theta_{CM}$ en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni . A droite : RMS de la distribution de $\Delta\theta_{CM}$ en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni .

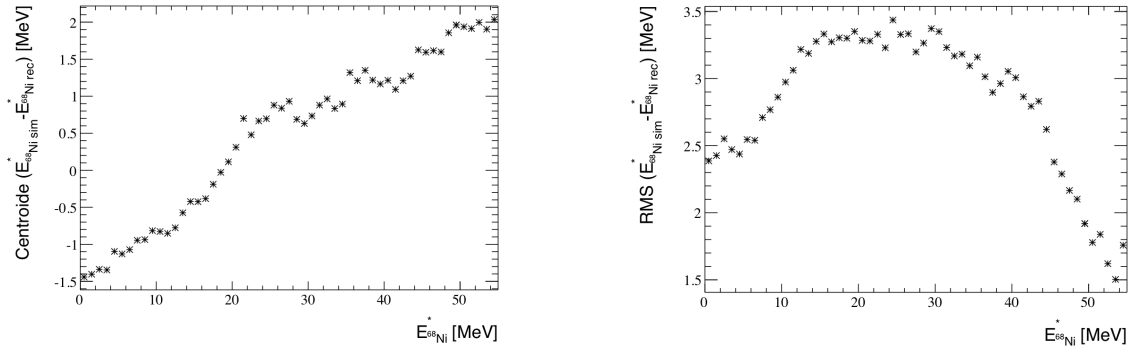


FIGURE B.6 – A gauche : centroïde de la distribution de ΔE_{68Ni}^* en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni . A droite : RMS de la distribution de ΔE_{68Ni}^* en fonction de l'énergie d'excitation du ^{68}Ni .

Annexe C

Schéma des niveaux du ^{68}Ni

Adopted Levels, Gammas

Level Scheme

Intensities: relative photon branching from each level

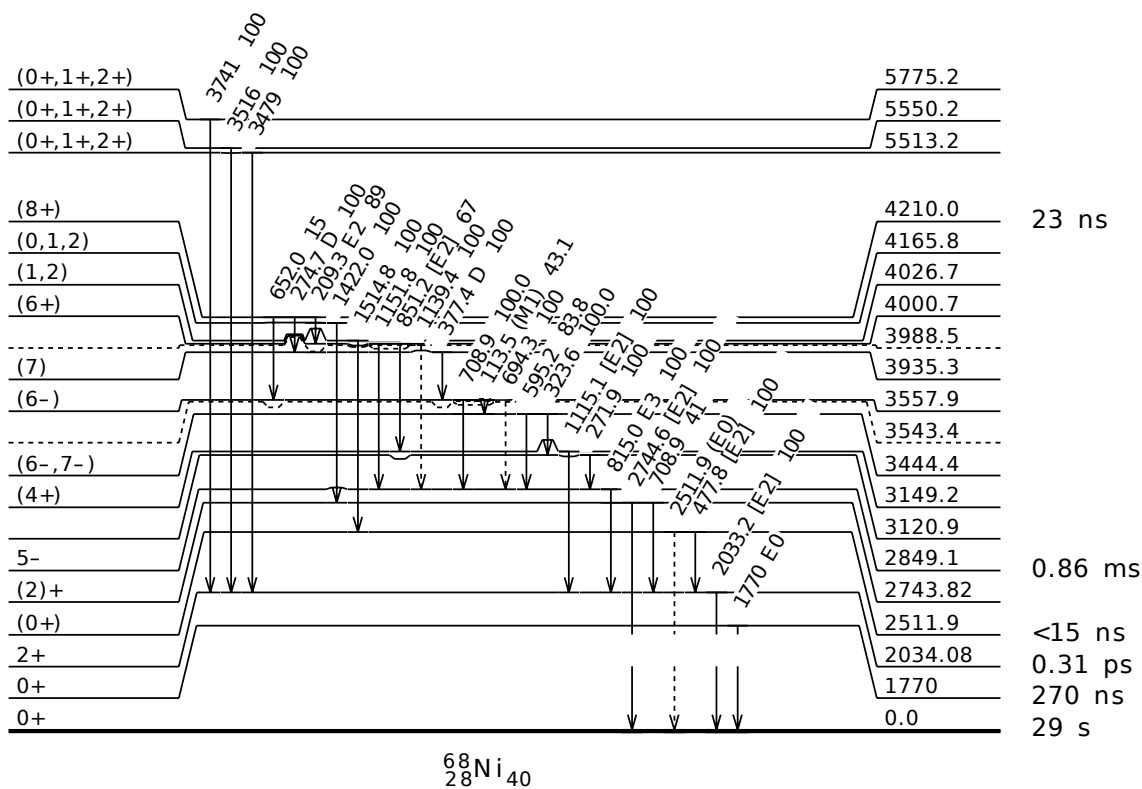
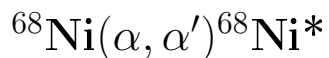


FIGURE C.1 – Schéma de niveaux du ^{68}Ni . Extrait de [NNDC 13].

Annexe D

Compléments sur les distributions angulaires

D.1 Complément méthode lorentziennes



La figure D.1 présente la distribution angulaire obtenue par la méthode des lorentziennes pour la lorentzienne à 17 MeV, avant d'exclure le point aberrant à 5.5° centre de masse.

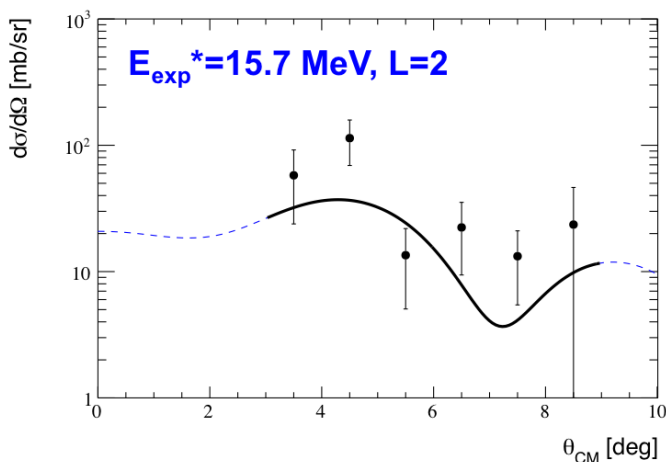


FIGURE D.1 – *Distributions angulaires expérimentales et théoriques. Les points expérimentaux correspondent à la lorentzienne à 15.7 MeV et la prédiction $L=2$ à 17 MeV.*

L'ajustement permettait ici d'obtenir la EWSR épuisée à $29\% \pm 9\%$.

D.2 Complément MDA ${}^{68}\text{Ni}(d, d'){}^{68}\text{Ni}^*$

Suivant la même méthode MDA détaillée pour l'expérience sur cible de particules alpha, les figures D.2 et D.3 présentent le résultat de l'analyse par décomposition multipolaire sur cible de deutons.

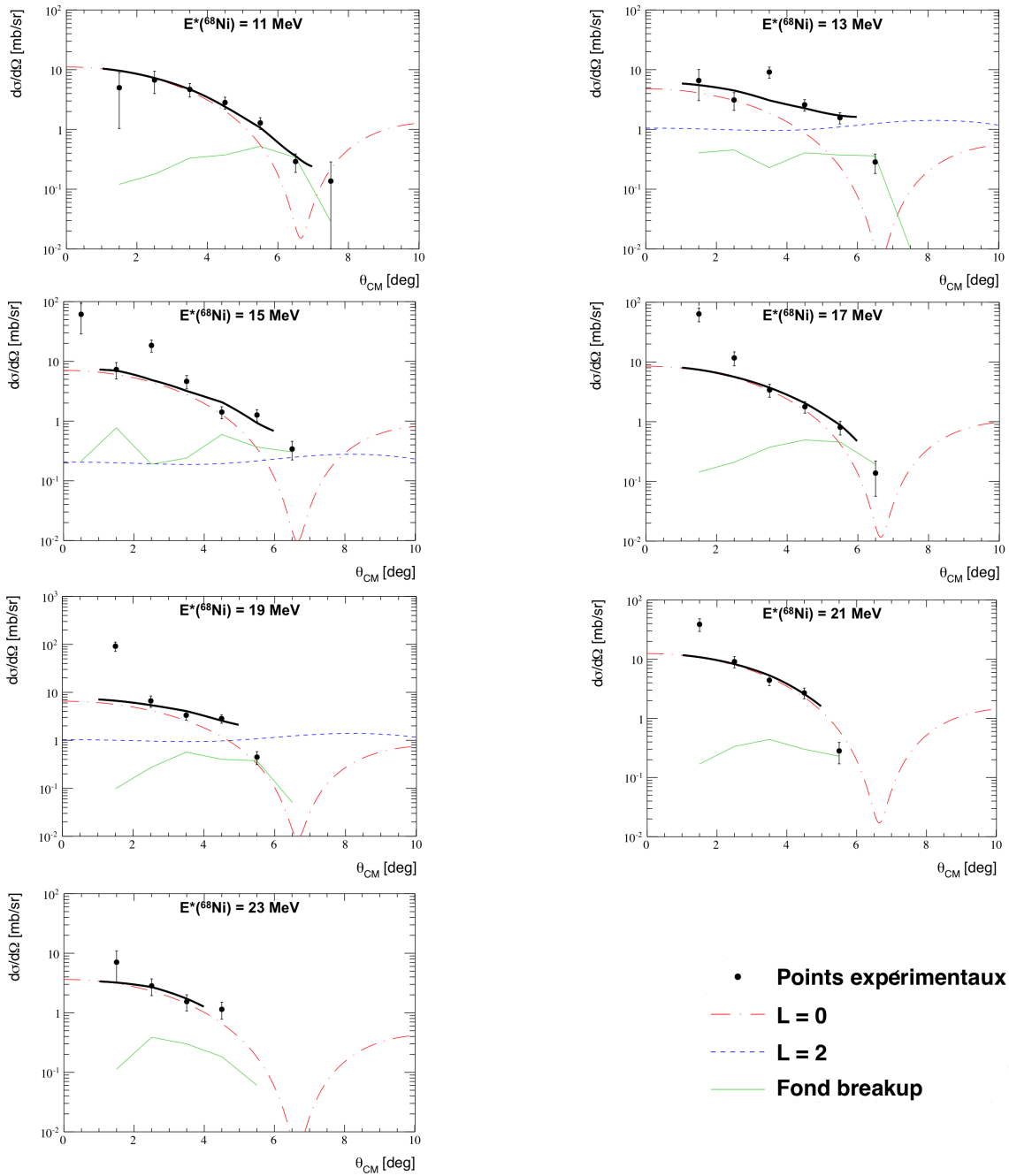


FIGURE D.2 – Ajustement des points expérimentaux par la méthode de la MDA pour chaque tranche en énergie de 2 MeV entre 10 MeV et 24 MeV. La distribution angulaire notée à 11 MeV correspond à la contribution entre 10 MeV et 12 MeV et de même pour les autres tranches en énergie.

Annexe D. Compléments sur les distributions angulaires

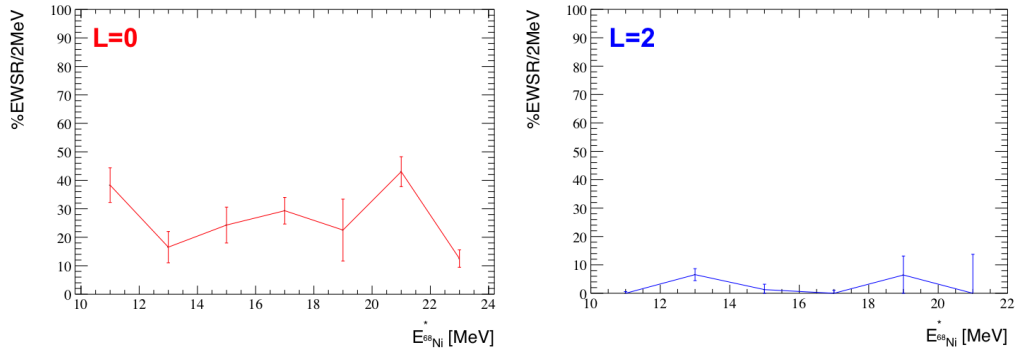


FIGURE D.3 – *Pourcentage EWSR épuisé en fonction de l'énergie d'excitation pour les multipolarités $L=0$ et 2 .*

Pour l'expérience sur deuton, les ajustements ont été réalisés en utilisant une somme pondérée de contributions monopolaire et quadrupolaire. Lors de l'expérience sur alpha nous avons également ajouté une contribution dipolaire. Cependant, cette contribution devenant significative à partir de 19 MeV et notre spectre en énergie d'excitation n'allant pas plus loin que 23 MeV pour la réaction sur cible de deutons, nous avons fait le choix d'étudier uniquement les contributions monopolaires et quadrupolaires.

Pour le mode $L=2$, les contributions sont très faibles, compatibles avec 0, et il est difficile d'évaluer une contribution quadrupolaire significative par la méthode MDA. C'est pour cela que l'analyse par MDA a été faite à nouveau en ne tenant compte que de la multipolarité $L=0$. Ce sont ces résultats qui sont présentés dans la partie 4.3.4 du manuscrit.

Bibliographie

- [Albiński 85] J. Albiński *et al.* *Nucl. Phys. A*, vol. **445**, no. 3, pages 477–494 (1985).
- [Alvarez Pol 08] H. Alvarez Pol. *ActarSim : a simulation program for ACTAR*. <http://fpsalmon.usc.es/r3b/ActarSimACTAR.shtml> (2008).
- [Anne 87] R. Anne *et al.* *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. **257**, no. 2, pages 215–232 (1987).
- [Aumann 99] T. Aumann *et al.* *Nucl. Phys. A*, vol. **649**, no. 1-4, pages 297–304 (1999).
- [Aumann 13] T. Aumann & Nakamura T. *Phys. Scr.*, vol. **T152**, page 014012 (2013).
- [Avriganu 94] V. Avriganu *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **49**, no. 4, pages 2136–2141 (1994).
- [Bagchi 11] S. Bagchi *et al.* Experience e605 ganil 2011 (2011).
- [Bastrukov 93] S. I. Bastrukov *et al.* *Nucl. Phys. A*, vol. **562**, no. 2, pages 191–204 (1993).
- [Berdermann 00] E. Berdermann *et al.* *Recent Results from CVD-Diamond Heavy-ions Detectors. GSI PrePrint* (2000).
- [Bertrand 76] F. E. Bertrand *et al.* *Annu. Rev. Nucl. Sci.*, vol. **26**, pages 457–509 (1976).
- [Bertrand 80] F. E. Bertrand *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **22**, no. 5, pages 1832–1847 (1980).
- [Blaizot 80] J. P. Blaizot. *Phys. Rep.*, vol. **64**, no. 4, pages 171–248 (1980).
- [Blaizot 95] J. P. Blaizot *et al.* *Nucl. Phys. A*, vol. **591**, no. 3, pages 435–457 (1995).

- [Blumenfeld 13] Y. Blumenfeld *et al.* *Phys. Scr.*, vol. **T152**, page 014023 (2013).
- [Bohigas 79] O. Bohigas, A. M. Lane & J. Martorell. *Phys. Rep.*, vol. **51**, no. 5, pages 267–316 (1979).
- [Bohr 75] A. Bohr & B. R. Mottelson. Nuclear structure vol. 2 (1975).
- [Bothe 37] W. Bothe & W. Gentner. *Zeitschrift für Physik*, vol. **71**, page 236 (1937).
- [Caamaño 07] M. Caamaño *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, vol. **99**, no. 6, page 062502 (2007).
- [Capelli 09] L. Capelli & others. *Phys. Rev. C*, vol. **79**, no. 5, page 054329 (2009).
- [Cdr 12] Actar Conceptual Design Report (2012).
- [C.E. 03] Demonchy. C.E. *Étude de réactions et d'états isobariques analogues dans le système $^8\text{He}+p$ à basse énergie à l'aide de la cible active MAYA*. PhD thesis, Université de Caen (2003).
- [Charpak 68] G. Charpak *et al.* *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. **62**, no. 3, pages 262–268 (1968).
- [Colò 04] G. Colò *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **70**, no. 2, page 024307 (2004).
- [Colò 13] G. Colò. *Communication privée* (2013).
- [Cook 82] J. Cook. *Computer Phys. Commun.*, vol. **25**, no. 2, pages 125–139 (1982).
- [Daehnick 80] W. W. Daehnick *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **21**, no. 6, pages 2253–2274 (1980).
- [Davis 97] B. F. Davis *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, vol. **79**, no. 4, pages 609–612 (1997).
- [Delaroche 10] J. P. Delaroche *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **81**, no. 1, page 014303 (2010).
- [Demonchy 07] C. E. Demonchy *et al.* *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. **583**, no. 2-3, pages 341–349 (2007).
- [Fukuda 72] S. Fukuda & Y. Torizuka. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **29**, no. 16, pages 1109–1111 (1972).
- [Gibelin 08] J. Gibelin *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, vol. **101**, no. 21, page 212503 (2008).

- [Goldhaber 48] M. Goldhaber & E. Teller. *Phys. Rev.*, vol. **74**, no. 9, pages 1046–1049 (1948).
- [Goriely 04] S. Goriely & others. *Nucl. Phys. A*, vol. **739**, no. 3-4, page 331 (2004).
- [Harakeh 77] M. N. Harakeh *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, vol. **38**, no. 13, pages 676–679 (1977).
- [Harakeh 01] M. N. Harakeh & A. Van Der Woode. Giant resonances, fundamental high-frequency modes of nuclear excitation. Oxford science publications (2001).
- [Hulthén 57] L. Hulthén & M. Sugawara. The two-nucleons problem. Springer-Verlag, Berlin (1957).
- [Keeley 13] N. Keeley. *Communication privée* (2013).
- [Khan 09] E. Khan *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **80**, no. 1, page 011307 (2009).
- [Khan 10] E. Khan. *Giant resonances and isospin asymmetry*. École Joliot-Curie (2010).
- [Khan 11] E. Khan, N. Paar & D. Vretenar. *Phys. Rev. C*, vol. **84**, no. 5, page 051301 (2011).
- [Khan 12] E. Khan, J. Margueron & I. Vidaña. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **109**, no. 9, page 092501 (2012).
- [Khan 13] E. Khan & J. Margueron. *arXiv*, no. 1304.4721 (2013).
- [Khoa 96] Doa T. Khoa *et al.* *Nucl. Phys. A*, vol. **602**, no. 1, pages 98–132 (1996).
- [Laird 07] A. M. Laird *et al.* *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. **573**, no. 1-2, pages 306–309 (2007).
- [Leistenschneider 01] A. Leistenschneider *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, vol. **86**, no. 24, pages 5442–5445 (2001).
- [Leo 10] W. R. Leo. Techniques for nuclear and particle physics experiments. Springer-Verlag (2010).
- [Lewis 72] M. B. Lewis & F. E. Bertrand. *Nucl. Phys. A*, vol. **196**, no. 2, pages 337–346 (1972).
- [Li 08] J. Li *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **78**, no. 6, page 064303 (2008).
- [Li 10] T. Li *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **81**, no. 3, page 034309 (2010).

- [Lui 00] Y. W. Lui, H. L. Clark & D. H. Youngblood. *Phys. Rev. C*, vol. **61**, no. 6, page 067307 (2000).
- [Lui 06] Y. W. Lui *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **73**, no. 1, page 014314 (2006).
- [Ma 01] Z. Y. Ma *et al.* *Nucl. Phys. A*, vol. **686**, no. 1-4, pages 173–186 (2001).
- [Matos 10] M. Matos *et al.* *The Array for Nuclear Astrophysics Studies with Exotic Nuclei*. PoS(NIC-XI)226 (2010).
- [Mittig 94] W. Mittig. *Spéctromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs*. In *Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix*, École Joliot-Curie (1994).
- [Mizoi 99] Y. Mizoi *et al.* *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. **431**, no. 1-2, pages 112–122 (1999).
- [Monrozeau 07] C. Monrozeau. *Nouvelle Méthode expérimentale dédiée à l'étude des modes collectifs dans les noyaux exotiques ; Influence de la superfluidité sur le temps de refroidissement d'une étoile à neutrons*. PhD thesis, Université Paris XI (2007).
- [Monrozeau 08] C. Monrozeau *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, vol. **100**, no. 4, page 042501 (2008).
- [NNDC 13] NNDC. *National Nuclear Data Center*. <http://www.nndc.bnl.gov> (2013).
- [Northcliffe 70] L. C. Northcliffe & R. F. Schilling. *Nucl. Data Tables A*, vol. **7**, pages 233–473 (1970).
- [Ota 11] O. Ota. *Modification of Active Target for the forward angle scattering and measurement of $^{56}\text{Fe}(d,d')$ reaction*. CNS annual report (2011).
- [Paar 07] N. Paar, D. Vretenar, E. Khan & G. Colò. *Rep. Prog. Phys.*, vol. **70**, no. 5, page 691 (2007).
- [Pancin 11] J. Pancin. *Communication privée* (2011).
- [Pancin 12] J. Pancin *et al.* *JINST*, vol. **7**, no. 1, page 01006 (2012).
- [Pearson 91] J. M. Pearson. *Phys. Lett. B*, vol. **271**, no. 1-2, pages 12–16 (1991).
- [Pitthan 71] R. Pitthan & Th. Walcher. *Phys. Lett. B*, vol. **36**, no. 6, pages 563–564 (1971).

- [Poelhekken 92] T. D. Poelhekken *et al.* *Phys. Lett. B*, vol. **278**, no. 4, pages 423–427 (1992).
- [R3B 13] *A next generation experimental setup for studies of Reactions with Relativistic Radioactive Beams.* <https://www.gsi.de/work/forschung/nustarena/kernreaktionen/activities> (2013).
- [Reinhard 95] P. G. Reinhard & H. Flocard. *Nucl. Phys. A*, vol. **584**, no. 3, pages 467–488 (1995).
- [Ridikas 00] D. Ridikas *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **63**, no. 1, page 014610 (2000).
- [Ring 80] P. Ring & P. Schuck. The nuclear many-body problem. Springer, New York (1980).
- [Roca-Maza 12] X. Roca-Maza *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **85**, no. 2, page 024601 (2012).
- [Roger 09] T. Roger *et al.* *Phys. Rev. C*, vol. **79**, no. 3, page 031603 (2009).
- [Roger 11] T. Roger *et al.* *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. **638**, no. 1, pages 134–142 (2011).
- [Santiard 94] J. C. Santiard *et al.* Gassiplex, a low noise analog signal processor for readout of gaseous detectors. CERN-ECP (1994).
- [Satchler 80] G. R. Satchler. Introduction to nuclear reactions. The Macmillan press LTD (1980).
- [Satchler 83] G. R. Satchler. Direct nuclear reactions. Oxford Univ. Press, Oxford (1983).
- [Satchler 87] G. R. Satchler. *Nucl. Phys. A*, vol. **472**, no. 2, pages 215–236 (1987).
- [Savran 06] D. Savran *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, vol. **97**, no. 17, page 172502 (2006).
- [Shimizu 11] Y. Shimizu. *Report on Fission Time Projection Chamber.* JPhys : Conf. SEr 312, page 052022 (2011).
- [Sorlin 13] S. Sorlin & Porquet M. G. *Phys. Scr.*, vol. **T152**, page 014003 (2013).
- [Suzuki 12] D. Suzuki *et al.* *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. **691**, no. 1, pages 39–54 (2012).

Bibliographie

- [Tanihata 08] I. Tanihata. *Phys. Rev. Lett.*, vol. **100**, no. 19, page 192502 (2008).
- [Tapper 00] R. J. Tapper. *Rep. Prog. Phys.*, vol. **63**, no. 8, page 1273 (2000).
- [Terasaki 06] J. F. Terasaki & J. Engel. *Phys. Rev. C*, vol. **74**, no. 4, page 044301 (2006).
- [Thompson 06] I. J. Thompson. <http://www.fresco.org.uk> (2006).
- [Treiner 81] J. Treiner, H. Krivine & O. Bohigas. *Nucl. Phys. A*, vol. **371**, no. 1, pages 253–287 (1981).
- [Villari 01] A. C. C. Villari. *Nucl. Phys. A*, vol. **693**, no. 1-2, pages 465–476 (2001).
- [Vorobyov 88] A. A. Vorobyov *et al.* *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. **270**, no. 2-3, pages 419–430 (1988).
- [Woods 54] R. D. Woods & D. S. Saxon. *Phys. Rev.*, vol. **95**, no. 2, pages 577–578 (1954).
- [Youngblood 77] D. H. Youngblood *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, vol. **39**, no. 19, pages 1188–1191 (1977).

Résumé

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

L'étude des résonances géantes monopolaires isoscalaires (ISGMR) et des résonances géantes quadrupolaires isoscalaires (ISGQR) dans les noyaux stables, a permis d'obtenir ces dernières décennies des informations fondamentales sur la structure et la matière nucléaire. En particulier, le centroïde de la ISGMR peut être relié au module d'incompressibilité de la matière nucléaire infinie. Des données dans les noyaux exotiques nous aideraient à contraindre ce module d'incompressibilité. Dans les noyaux instables, une seule mesure a, à l'heure actuelle, été réalisée (^{56}Ni). Afin d'étudier l'évolution de la ISGMR et de la ISGQR le long d'une chaîne isotopique, des mesures dans un noyau exotique riche en neutrons sont donc nécessaires.

L'expérience étudiée dans cette thèse a été réalisée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen en septembre 2010. Un faisceau de ^{68}Ni à 50 AMeV et d'une intensité de 104 pps a été produit et purifié sur la ligne LISE. Les réactions de diffusion inélastique de particules alpha (α, α') et de deutons (d, d') sur ^{68}Ni en cinématique inverse ont été étudiées avec la cible active MAYA. Il s'agit de la première mesure de la ISGMR et de la ISGQR dans un noyau instable riche en neutrons.

Pour chaque expérience, le spectre en énergie d'excitation a été reconstruit et les distributions angulaires étudiées par deux méthodes indépendantes. Les sections efficaces expérimentales ont été comparées à celles issues de calculs DWBA utilisant des densités de transition RPA. L'analyse en (α, α') a permis l'observation d'une ISGMR fragmentée avec un épaulement à 21.1 ± 0.6 MeV, d'une ISGQR concentrée à 16.9 ± 0.8 MeV qui épuise $61 \pm 17\%$ de la règle de somme pondérée en énergie (EWSR). De plus, un mode « soft GMR », prédit mais jamais observé, a été identifié à 13.4 ± 0.5 MeV. Tous ces résultats sont confirmés par l'analyse en (d, d'), à l'exception de l'observation de la ISGQR pour laquelle les conditions de fonctionnement n'étaient pas favorables.

Mots clés : structure nucléaire, noyau exotique, diffusion inélastique, résonance géante, cible active, incompressibilité, mode soft.

Abstract

First measurement of the isoscalar giant resonances in a neutron rich exotic nucleus (^{68}Ni) using MAYA active target

The study of the Isoscalar Giant Monopole Resonance (ISGMR) and the Isoscalar Giant Quadrupole Resonance (ISGQR) in stable nuclei provided relevant information on both nuclear matter and nuclear structure in past decades. For instance the centroid of the ISGMR can be linked to the incompressibility modulus of the infinite nuclear matter. Values for exotic nuclei would help in constraining it. In unstable nuclei, only one measurement has been performed so far (^{56}Ni) and in order to study the evolution of the ISGMR and the ISGQR along an isotopic chain, measurements in neutron-rich Ni are called for.

To reach this goal, a dedicated experiment was performed at GANIL in Septembre 2010. A ^{68}Ni beam at 50 A MeV and with an intensity of 104 pps has been produced on LISE beamline. The inelastic scattering of alpha (α, α') and deuteron particles (d, d') on ^{68}Ni in inverse kinematics has been studied with the active target MAYA. It is the first attempt to measure the ISGMR and ISGQR in an unstable neutron-rich nucleus.

For each experiment, the excitation energy spectrum has been reconstructed and the angular distributions have been studied with two independent methods. Experimental differential cross sections have been compared to DWBA calculations using RPA transition density in order to deduce the properties of the states observed. Concerning the analysis in (α, α'), the ISGMR is fragmented with a shoulder at 21.1 ± 0.6 MeV, the ISGQR is concentrated at 16.9 ± 0.8 MeV and exhausted $61 \pm 17\%$ of the Energy Weighted Sum Rule (EWSR). Moreover, a « soft GMR », predicted but never observed, is identified at 13.4 ± 0.5 MeV. All these results are confirmed with the experiment in (d, d'), with the exception of the ISGQR due to unadapted experimental conditions.

Keywords : nuclear structure, exotic nuclei, inelastic scattering, giant resonance, active target, incompressibility, soft GMR.