



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.

Charlotte Monrozeau

► To cite this version:

Charlotte 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.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT : . tel-00221226

HAL Id: tel-00221226

<https://theses.hal.science/tel-00221226>

Submitted on 28 Jan 2008

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

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

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité
Physique Nucléaire

présentée par
Charlotte MONROZEAU

pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

Sujet de la thèse :
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.

Soutenue le 05 juillet 2007, devant le jury composé de :

M. BLUMENFELD Yorick	Directeur de thèse
Mme CORTINA-GIL Dolores	Examinatrice
M. KHAN Elias	Co-directeur
M. MITTIG Wolfgang	Rapporteur
M. PETRACHE Costel	Président du jury
M. PIZZOCHERO Pierre	Rapporteur

Remerciements

Le travail de thèse présenté dans ce document a été soutenu par une allocation de recherche du Ministère de l'Education Nationale, de la Recherche et de la Technologie.

Par ces quelques mots, je souhaite remercier toutes les personnes ayant contribué, de près ou de loin, au bon déroulement de ce projet.

Je réserve mes premiers remerciements à mes directeurs de thèse, Elias et Yorick, sans qui cette aventure n'aurait ni vu le jour, ni connu le succès. Grâce à votre esprit critique et votre expérience de la physique nucléaire, votre confiance et votre soutien sans faille à mon égard, les "matrices" de Maya ont fini par livrer leurs secrets. Merci Yorick pour ce grand tour de l'Europe des chocolats pendant ma rédaction.

Au détour d'un colloque SNNS, j'ai découvert la physique des étoiles à neutrons. Ce fut l'occasion de débiter un travail sur ces objets incroyables en compagnie de Jérôme Margueron et Nicu Sandulescu. Je vous remercie tous les deux de cette fructueuse collaboration qui m'a ouverte aux méthodes de travail et aux concepts de la physique théorique.

Je remercie Wolfi et Pierre Pizzochero d'avoir été rapporteurs de mon travail, Lola d'avoir fait partie de mon jury de soutenance et Costel Petrache de l'avoir présidé. L'ensemble des membres du jury a lu et corrigé très soigneusement mon manuscrit. Je suis particulièrement admirative de l'ouverture d'esprit et de l'intérêt dont chacun de vous a fait preuve face à deux domaines aussi différents (pour des spécialistes) que la structure nucléaire expérimentale et l'astrophysique nucléaire.

Pendant ces trois années, Dominique Guillemaud-Mueller et Bernard Berthier m'ont accueillie au sein de la division de recherche de L'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Je leur suis reconnaissante d'avoir mis à ma disposition l'ensemble des ressources humaines et techniques du laboratoire. Je pense en particulier à la bibliothèque, à la reprographie, au service des missions et au service informatique.

Les membres du groupe NESTER ont répondu avec plaisir à mes questions et ont suivi les résultats de mon travail avec intérêt. Je remercie en particulier Nimet, Jean-Antoine, Didier et François avec qui j'ai eu plus souvent l'occasion de partager ces moments. Merci à Laurence Berthier pour sa compétence, notam-

ment lors de l'organisation de ma soutenance.

Je remercie toute l'équipe de l'expérience e458, les spécialistes de Maya et ceux qui l'ont découverte à cette occasion : le porte-parole Elias, Yorick, Wolfi, Patricia, Charle-Edouard, Manuel, Lola, Didier, Jean-Antoine, François, Alain, Alexandre, Marie, Umesh et Dhruba. Nous n'aurions également pas réussi cette manip sans l'aide des techniciens du GANIL, Jean-François Libin et Patrice Gangnant, et sans les interventions efficaces du groupe d'acquisition. Par la suite, Wolfi a suivi le dépouillement avec beaucoup d'intérêt et m'a donné de nombreux conseils et idées.

L'aide et la solidarité entre thésards et l'expérience des post-docs sont souvent très précieuses. Un grand merci à Marlène pour nos discussions, à Flore pour ses classes si bien écrites, à Marcella pour ses connaissances du code HFB et sa gentillesse. Je souhaite bonne chance à Albert, Marlène, Matthieu, Alexis, Jean-Paul et Rémi pour leur thèse. J'ai également une pensée pour les thésards de Caen, Beyhan, Benoît, Hicham et Marie, qui ont toujours été très sympathiques et accueillants.

Je tiens à remercier très chaleureusement Emilie et Xavier avec qui j'ai partagé ces trois années de thèse. Je garde un très bon souvenir de nos déjeuners, de nos pauses thé et de nos nombreuses discussions sérieuses ou non. Je salue le support informatique dispensé par Xavier jusqu'à la dernière minute avant ma soutenance, et même encore après... Et bien sûr je n'oublie pas la désorganisation d'Emilie, maintenant légendaire, sa spontanéité, sa générosité et son accent du sud-ouest. Je vous souhaite à tous les deux une très bonne continuation.

Merci à Pascale Pichot, Marie-Thérèse Commault, Helena Vrána, Céline Hovaguimian et Luc Petizon pour leur dynamisme et leur convivialité.

Je remercie également toutes les personnes qui se sont manifestées pour ma soutenance, que ce soit par un encouragement à distance, un gâteau ou bien par leur présence. Emilie et Hortense, votre soutien ce jour là m'a procuré beaucoup de joie.

Je pense à ma famille, Papa, Thalie, Mamam, Tata et Jean-Louis qui, chacun à leur manière, ont tout fait pour que j'étudie (si longtemps) dans les meilleures conditions. Karim, tes encouragements et tes attentions quotidiennes ont grandement adouci et enrichi ma vie de thésarde. Vos contributions à ce travail (sans parler de l'organisation du pot et des ultimes corrections orthographiques) sont inestimables, je vous en remercie de tout cœur.

Bonne lecture à tous.

Table des matières

Introduction	1
I Nouvelle méthode expérimentale dédiée à l'étude des modes collectifs dans les noyaux exotiques	5
1 Motivations	7
1.1 Introduction aux mouvements collectifs vibratoires	8
1.1.1 Interprétation macroscopique	8
1.1.2 Interprétation microscopique	9
1.1.3 Distribution de force	11
1.2 Les résonances géantes isoscalaires	11
1.2.1 Méthodes expérimentales	12
1.2.2 La résonance géante quadrupolaire : ISGQR	13
1.2.3 La résonance géante monopolaire : ISGMR	15
1.2.4 La résonance géante dipolaire : ISGDR	16
1.3 Incompressibilité de la matière nucléaire	17
1.3.1 Equation d'état	17
1.3.2 De la résonance géante monopolaire à K_∞	19
1.3.3 Etat de l'art	21
1.3.4 ISGDR et incompressibilité	22
1.4 Modes collectifs dans les noyaux exotiques	23
2 Dispositif expérimental	27
2.1 Choix de la réaction et du dispositif	28
2.1.1 Contraintes expérimentales	28
2.1.2 Description générale du dispositif	29
2.2 Le faisceau de ^{56}Ni	31
2.2.1 Production du faisceau par fragmentation	31
2.2.2 La détection du faisceau	34
2.2.3 Sélection du ^{56}Ni	36
2.3 La détection des produits de réaction	37
2.3.1 Le détecteur Maya	37

2.3.2	Le mur Si-CsI	41
2.3.3	Electronique	42
3	Traitement des données	45
3.1	Principe et conventions	46
3.2	Etalonnages	49
3.2.1	Pads et fils	49
3.2.2	Vitesse de dérive des électrons	49
3.2.3	Détecteurs Silicium	52
3.3	Angle de recul	52
3.3.1	Angle projeté sur le plan de la cathode	53
3.3.2	Plan de réaction	55
3.4	Energie de recul	56
3.4.1	Calcul du range	57
3.4.2	Point d'arrêt sur les Si	59
3.4.3	Identification des particules	60
3.5	Efficacité géométrique	63
3.6	Résultats	65
3.6.1	Spectre en énergie d'excitation du ^{56}Ni	66
3.6.2	Distribution angulaire	67
3.7	Breakup du deuton : estimation de la section efficace	68
4	Analyse des résultats	73
4.1	Cadre théorique	74
4.1.1	L'approximation DWBA	74
4.1.2	Le potentiel optique	75
4.1.3	Potentiel de transition pour les modes collectifs	77
4.1.4	Réaction $^{56}\text{Ni}(d,d')$	79
4.2	Analyse des résultats	81
4.2.1	Méthode des gaussiennes	81
4.2.2	Décomposition multipolaire	84
4.3	Discussion des résultats	86
II	Influence de la superfluidité sur le temps de refroidissement d'une étoile à neutrons	91
5	Introduction aux étoiles à neutrons	93
5.1	La formation des étoiles à neutrons	94
5.2	Quelques caractéristiques observationnelles	96
5.3	Mesures de température de surface	99
5.4	Structure microscopique	100
5.5	Superfluidité nucléaire	101

5.6	Le refroidissement des étoiles à neutrons	103
5.7	But de ce travail	106
6	Description microscopique de l'écorce interne	109
6.1	Les travaux de Negele et Vautherin	110
6.2	Modélisation microscopique du noyau	112
6.2.1	L'interaction effective NN	112
6.2.2	Le problème à N-corps	114
6.3	Au delà du champ-moyen : les corrélations d'appariement	116
6.3.1	Le concept de quasiparticule	117
6.3.2	Les équations HFB	117
6.3.3	Traitement à température finie	118
6.3.4	Problèmes numériques liés aux grandes boîtes	119
6.4	Interaction d'appariement	122
6.4.1	Longueur de diffusion NN	122
6.4.2	Courbe du gap dans la matière neutronique infinie	124
6.5	Résultats	125
7	Influence de la superfluidité sur le temps de refroidissement	129
7.1	Chaleur spécifique	130
7.1.1	Contribution neutronique et électronique	130
7.1.2	Chaleur spécifique et superfluidité	131
7.1.3	Influence des agrégats nucléaires	134
7.2	Temps de refroidissement	137
7.2.1	Modèle de diffusion de la chaleur	137
7.2.2	Diffusivité thermique	138
7.2.3	Profil de l'étoile à neutrons	140
7.2.4	Résultats	141
	Conclusions et perspectives	143
	Bibliographie	147

*“Un homme qui n’est plus capable de s’émerveiller
a pratiquement cessé de vivre.”*

Albert Einstein.

Introduction

La découverte de la radioactivité par Henri Becquerel (1896), confirmée quelques années plus tard par Pierre et Marie Curie, suggère que l’atome, considéré jusque là comme une particule élémentaire, est en réalité un objet composite. Par la suite, les travaux de Ernest Rutherford (1911) mettent en évidence l’existence du noyau atomique et de ses constituants chargés positivement, les protons. La découverte du neutron par James Chadwick (1932) complète alors la structure nucléonique du noyau, posant ainsi les fondements de la physique nucléaire actuelle. Les objets d’étude de cette discipline sont nombreux et variés : quelques 300 noyaux stables présents sur Terre, plus de 5000 noyaux instables, dont certains sont désormais produits en laboratoire et, à une échelle infiniment plus grande, les étoiles à neutrons.

Pendant plus d’un siècle de recherches destinées à comprendre la structure du noyau atomique, ainsi que les mécanismes de réactions dont il est l’objet, l’apparition de nouveaux phénomènes a sans cesse bouleversé et enrichi notre conception de ce système complexe. Par exemple, le modèle de la goutte liquide, prototype de la démarche macroscopique, a été contrebalancé par la vision à particules indépendantes du noyau illustrée par les nombres magiques et le modèle en couche. Les résonances géantes, découvertes en 1947, font le lien entre les différentes approches : vibrations macroscopiques du noyau, elles reflètent un comportement collectif des nucléons désormais appréhendé dans un cadre microscopique de champ moyen. Grâce au développement des faisceaux radioactifs, des effets inattendus ont été mis en évidence dans la structure des noyaux : peau de neutron, halos ... En explorant un nouveau degré de liberté, l’isospin, les noyaux exotiques ouvrent un nouveau champ d’étude en physique nucléaire. L’étude systématique d’une chaîne isotopique, des noyaux stables jusqu’à leur limite d’existence appelé drip-line, se révèle particulièrement intéressante pour tester la validité des modèles théoriques et de poser de nouvelles contraintes à la fonctionnelle en densité.

Afin de pouvoir utiliser les méthodes expérimentales qui ont fait leur preuve avec les noyaux stables, telles que les réactions directes, de nouvelles techniques ont été mises au point. La durée de vie des noyaux radioactifs étant trop courte pour fabriquer une cible, les physiciens procèdent alors en cinématique inverse : le faisceau à étudier est envoyé sur une cible stable. De nouveaux systèmes de

détection, qui en outre compensent partiellement la faible intensité des faisceaux radioactifs, doivent être imaginés et conçus. Les physiciens ont alors à relever de véritables défis expérimentaux. Par exemple, pour étudier les états de basse énergie des noyaux instables, Kraus et al. [Kra94] ont réalisé une expérience pionnière de diffusion inélastique de protons en cinématique inverse sur le ^{56}Ni . La figure 1 montre ce premier résultat de diffusion élastique et inélastique où un seul point a pu être mesuré après d'importants efforts. Cette technique, qui nécessite de détecter le proton de recul, est maintenant admise et couramment utilisée par la communauté scientifique [Bec06].

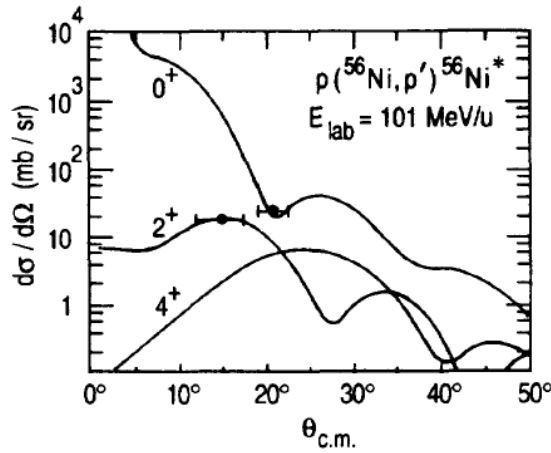


FIG. 1 – *Distributions angulaires élastique et inélastique obtenues lors de la première étude de la réaction $^{56}\text{Ni}(p,p')$ en cinématique inverse. Extrait de [Kra94].*

La première partie de ce document s'inscrit dans cette démarche en proposant un nouveau protocole expérimental dédié à l'étude des résonances géantes dans les noyaux exotiques. Dans un premier chapitre, nous exposons les motivations qui nous ont conduit à étudier les modes collectifs isoscalaires dans les noyaux exotiques tout en dressant un état des lieux des connaissances sur les noyaux stables. Dans un deuxième chapitre, nous présentons le dispositif expérimental dédié à ces nouvelles mesures. La cible active Maya, au centre du système de détection sera plus particulièrement décrite. Nous avons utilisé ce montage pour étudier la réaction de diffusion inélastique d'un faisceau de ^{56}Ni de 50 A.MeV produit au GANIL sur une cible de deutons. Nous expliquons, dans le troisième chapitre, le traitement des données brutes qui permet de reconstruire les observables physiques : le spectre en énergie d'excitation du ^{56}Ni et les distributions angulaires. Enfin, nous présentons le formalisme utilisé pour l'interprétation des

données : la DWBA et la RPA. Dans ce quatrième chapitre une discussion des résultats obtenus et de la méthode est finalement donnée.

Dans une seconde partie, nous nous sommes intéressés aux étoiles à neutrons qui constituent pour les physiciens nucléaire un système d'étude extrêmement exotique. La découverte de ces objets macroscopiques compacts, qui concentrent l'équivalent de la masse du soleil en un rayon de 10 km environ, donne une réalité physique à la matière nucléaire considérée jusque là comme un problème académique. Ainsi, les observations astrophysiques livrent de précieux indices sur l'équation d'état de la matière nucléaire, dont les quelques propriétés connues reposent sur l'étude des noyaux finis. Par exemple, le phénomène explosif à l'origine de la formation des étoiles à neutrons, appelé supernova, est directement lié à la valeur de l'incompressibilité de la matière nucléaire, mesurée grâce à la résonance géante monopolaire. Citons également la dépendance en isospin de l'équation d'état, qui contraint à la fois la masse et le rayon des étoiles à neutrons et la taille de la peau de neutrons dans les noyaux exotiques.

Au delà encore des noyaux exotiques, les étoiles à neutrons permettent, de part leur taille et leur exotité, de contraindre les modèles théoriques. Encore faut-il déterminer les observables sensibles pour ces objets éloignés qui ne livrent que peu d'informations expérimentales. Ainsi, plusieurs modèles prévoient que l'appariement entre les neutrons serait écranté dans la matière nucléaire par les neutrons eux-mêmes. Les étoiles à neutrons sont-elles en mesure de nous donner une réponse sur cette problématique ? La seconde partie de ce document propose une réponse en étudiant l'influence de la superfluidité sur le temps de refroidissement d'une étoile à neutrons. Le premier chapitre donne une introduction aux étoiles à neutrons - formation, caractéristiques observationnelles, structure microscopique, scénarios de refroidissement - afin de situer et de définir les objectifs de ce travail. Dans un deuxième chapitre, nous exposons le formalisme microscopique Hartree-Fock-Bogoliubov à température finie qui nous a permis de donner une description auto-cohérente de l'ensemble de l'écorce interne. Finalement, dans un modèle simple de diffusion de la chaleur, nous évaluons le temps de refroidissement d'une étoile à neutrons dans différentes situations d'appariement.

Première partie

Nouvelle méthode expérimentale
dédiée à l'étude des modes
collectifs dans les noyaux
exotiques

Chapitre 1

Motivations

1.1 Introduction aux mouvements collectifs vibratoires

En 1947 Baldwin et Klaiber, lors d'une réaction de photo-absorption, 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. Le phénomène est appelé "résonance géante". Dix ans plutôt déjà, Bothe et Gentner avaient remarqué que la section efficace de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ était anormalement élevée mais n'avaient pas donné d'explication à leur observation. Le pic observé dans la probabilité de photo-absorption est interprété par Goldhaber et Teller en 1948 comme une vibration collective du noyau, la résonance géante dipolaire électrique isovectorielle (IVGDR).

Les modèles proposés pour expliquer ce phénomène prévoyaient également d'autres types de résonances géantes. Depuis lors, de nombreuses expériences et recherches théoriques sont menées dans le but de découvrir et d'expliquer les caractéristiques de ces modes vibratoires. La référence [Har01] présente l'ensemble de ces travaux. Les résonances géantes ont pour points communs leur caractère très collectif, leur énergie élevée et leur largeur de plusieurs MeV, variant très progressivement en fonction de la masse des noyaux. La résonance géante monopolaire isoscalaire a reçu une attention particulière puisque cette observable expérimentale est reliée au module d'incompressibilité de la matière nucléaire.

1.1.1 Interprétation macroscopique

Les résonances géantes sont des excitations nucléaires très collectives : une grande fraction des nucléons est impliquée dans la vibration. Ces modes d'excitation se prêtent alors naturellement à une interprétation de type hydrodynamique telle que l'oscillation d'une goutte liquide. Ainsi, la première résonance géante observée, la IVGDR, a été interprétée comme une vibration des protons et des neutrons en opposition de phase, séparant le centre de masse du noyau de son centre de charge et créant ainsi un moment dipolaire électrique.

Différents modèles macroscopiques ont été proposés. Celui de Goldhaber et Teller [Gol48] considère que le noyau entier se déforme, les protons et les neutrons étant contenus dans une sphère indéformable. L'énergie de la IVGDR est alors proportionnelle à une énergie de surface et varie en $A^{-1/6}$. Inversement, en 1950 Steinwedel et Jensen [Ste50] postulent que le noyau est incompressible ; ce sont les densités de neutrons et de protons qui varient, conduisant à une énergie d'excitation volumique, en $A^{-1/3}$. Les études expérimentales ont montré que la vibration est à la fois volumique et surfacique, l'énergie de la IVGDR étant bien reproduite par l'expression : $E_{IVGDR} \approx 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6}$ MeV.

Les différents modèles basés sur la vibration de quatre fluides les uns par rapport aux autres, protons/neutrons et spins haut/bas, prédisent l'existence de

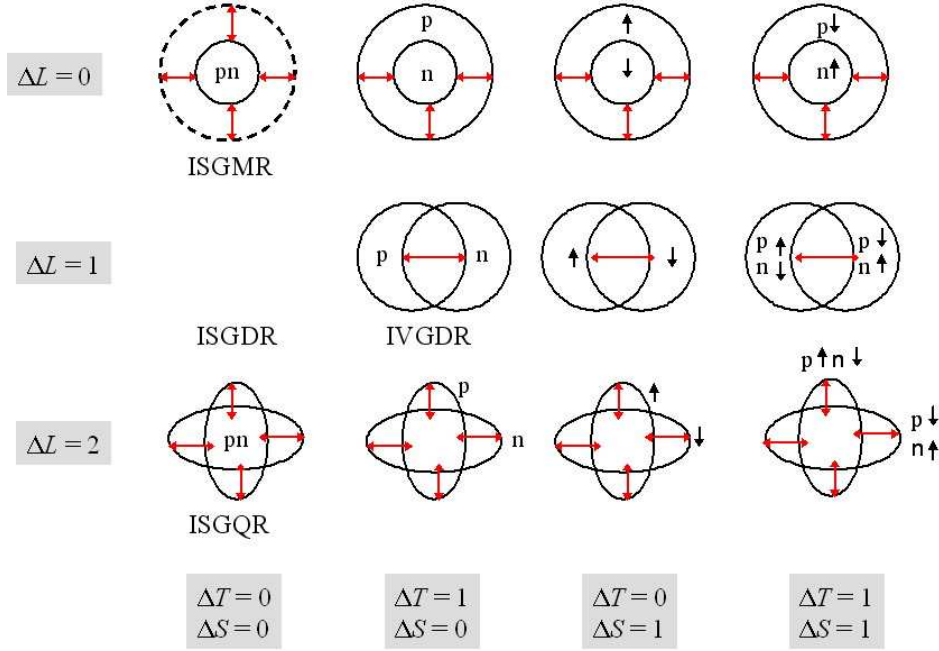


FIG. 1.1 – Schéma représentant les différentes résonances géantes dans la cadre d'un noyau représenté par une goutte liquide. Extrait de [Har01].

différentes résonances selon la multipolarité ΔL , l'isospin ΔT et le spin ΔS de la transition. La figure 1.1 présente, dans ce cadre, une vue schématique des résonances géantes. Le mode $\Delta T=0$, où les neutrons et les protons vibrent ensemble, est appelé isoscalaire et le mode $\Delta T=1$, où au contraire les protons et les neutrons vibrent en opposition de phase, est appelé isovectoriel. De même, 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).

1.1.2 Interprétation microscopique

La découverte des nombres magiques et leur interprétation dans le cadre du modèle en couche ont montré que le noyau pouvait être considéré en terme de particules indépendantes. Les nucléons, en première approximation, peuvent être décrits comme des particules sans interaction mutuelle ressentant le champ moyen créé par toutes les autres particules. Il s'agit de l'approximation du champ moyen qui, avec la méthode Hartree-Fock [Rin80] en particulier, s'est révélée très bien adaptée à la description des propriétés statiques du noyau. Cette approximation est le point de départ de modélisations plus complexes qui, en tenant compte de l'interaction résiduelle entre les particules, permettent de décrire les états excités. Citons notamment la méthode RPA [Rin80] : dans ce cadre microscopique,

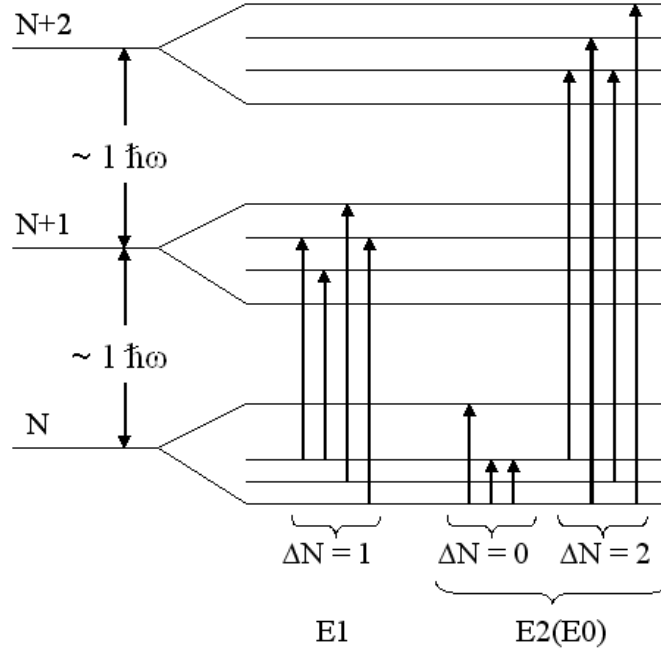


FIG. 1.2 – *Illustration schématique des transitions dipolaire (E1), quadrupolaire (E2) et monopolaire (E0) entre les états du modèle en couche. Extrait de [Har01].*

les résonances géantes correspondent à une superposition cohérente d'excitations particule-trou (1p-1t) résultant de l'opération d'un opérateur à un corps sur un état fondamental à particules indépendantes. Ainsi, en fonction de leur multipolarité L , les transitions isoscalaires électriques sont générées par l'opérateur du premier ordre, P_L , ou par l'opérateur du second ordre, Q_L :

$$P_L = \sum_{i=1}^A r_i^L Y_{L0}(\hat{r}_i) \quad \text{pour } L \geq 2 \quad (1.1)$$

$$Q_L = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A r_i^{L+2} Y_{L0}(\hat{r}_i) \quad \text{pour } L < 2 \quad (1.2)$$

l'opérateur P_L ne donnant pas de transition physique pour $L = 0$ ou 1 .

Certaines propriétés des résonances géantes peuvent être comprises qualitativement grâce au modèle en couche schématique de la figure 1.2. Dans ce modèle, les particules sont créées sur la couche $N+\Delta N$ laissant un trou dans la couche N . En raison de la conservation de la parité, une transition de multipolarité impaire impose un ΔN impair ($\Delta N=1,3,\dots$) et réciproquement. L'énergie associée à la vibration est approximativement un multiple de la différence d'énergie entre deux couches majeures $\hbar\omega = 41A^{-1/3}$ MeV. Plus précisément, les résonances isoscalaires ont une énergie légèrement inférieure à l'énergie non perturbée, $\Delta N * \hbar\omega$, en

raison du caractère attractif de l'interaction résiduelle 1p-1t pour les excitations isoscalaires. Un effet inverse est observé pour les excitations isovectorielles.

1.1.3 Distribution de force

La réponse d'un noyau dans son état fondamental, sous l'action d'un opérateur physique O , est complètement caractérisée par sa distribution de force ("strength function"), définie comme

$$S(E) = \sum_n \delta(E - E_n) |\langle n | O | 0 \rangle|^2 \quad (1.3)$$

où $|0\rangle$ et $|n\rangle$ sont les états fondamental et excité du noyau et E_n son énergie d'excitation. Les moments de la distribution de force :

$$m_k = \int_0^\infty S(E) E^k dE = \sum_n E_n^k |\langle n | O | 0 \rangle|^2, \quad (1.4)$$

permettent de caractériser l'état excité. Certains de ces moments sont particulièrement intéressants puisqu'ils sont reliés à des constantes du noyau ; on parle alors de "règle de somme". Ainsi le moment du premier ordre m_1 , qui est appelé règle de somme pondérée en énergie et noté EWSR, ne dépend que des propriétés du noyau dans son état fondamental. Par exemple, pour la résonance géante monopolaire, EWSR vaut

$$m_1 = \frac{\hbar^2}{2m} A \langle r^2 \rangle \quad (1.5)$$

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

Les règles de somme permettent aussi de déterminer l'énergie de la résonance à partir de la distribution de force. L'énergie moyenne est donnée par m_1/m_0 . L'énergie du centroïde de la résonance est défini selon les modèles comme $\sqrt{m_3/m_1}$ (scaling model) ou comme $\sqrt{m_1/m_{-1}}$ (constrained model). Dans le cas des noyaux lourds, où la force de la résonance géante est concentrée en un seul pic, ces deux énergies coïncident.

1.2 Les résonances géantes isoscalaires

Dans les années 1970, grâce au développement de nouveaux cyclotrons isochrones délivrant des faisceaux d'énergie supérieure à 30 A.MeV ainsi que de nouvelles techniques de détection telles que les spectrographes magnétiques et les détecteurs solides, les résonances isoscalaires ont largement été étudiées. Nous présentons dans ce paragraphe leurs principales caractéristiques.

1.2.1 Méthodes expérimentales

Les résonances géantes peuvent être excitées par interaction forte et par interaction électromagnétique. En principe, elles peuvent être aussi excitées par interaction faible mais, à cause des faibles sections efficaces de réaction, ces processus n'ont jamais été utilisés. Certaines résonances, comme la IVGDR et la résonance géante isoscalaire quadrupolaire (ISGQR), ont des énergies très proches. Il en va de même dans les noyaux légers pour la résonance géante isoscalaire monopolaire (ISGMR) et la ISGQR. La présence de différentes résonances géantes dans la même zone en énergie impose de choisir une sonde aussi sélective que possible. Par exemple pour observer les résonances isoscalaires électriques ($\Delta S=0$, $\Delta T=0$), la particule α est très bien adaptée alors que d'autres sondes nucléaires, comme les protons ou les ions plus massifs, excitent aussi les modes magnétiques et isovectoriels.

Pour chaque couple (ΔS , ΔT), 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 supérieure à 50 A.MeV. Le choix de l'angle de diffusion est également stratégique car les réactions de surface possèdent une distribution angulaire caractéristique du moment angulaire transféré. La figure 1.3 montre les distributions angulaires de la réaction $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha')$ à 120 MeV, calculées dans l'approximation DWBA (voir paragraphe 4.1), pour différentes multipolarités. On remarque l'excitation prédominante du mode monopolaire à 0 deg., caractéristique d'une réaction périphérique. Dans cette région angulaire, il se distingue nettement de la contribution quadrupolaire. Au delà de $\Delta L=2$, les différences entre distributions angulaires sont moins marquées et il est plus difficile d'assigner la multipolarité de la transition.

L'analyse des données repose sur deux méthodes complémentaires, l'une privilégiant l'analyse du spectre et l'autre celle des distributions angulaires. La première consiste à extraire le spectre en énergie d'excitation expérimental pour différents angles de diffusion. Chacun de ces spectres est ajusté par un fond et plusieurs gaussiennes, une par type de résonance géante excitée. La figure 1.4 en montre un exemple. La distribution angulaire de chaque résonance est extraite et, en la comparant à un calcul théorique DWBA, la règle de somme correspondante est obtenue. Cette méthode suppose une résonance gaussienne, ce qui n'est pas toujours le cas, notamment dans les noyaux légers où la distribution de force est fragmentée. L'autre technique est la décomposition multipolaire, souvent noté MDA (Multipole Decomposition Analysis), et qui consiste à découper le spectre en tranches en énergie d'excitation. La section efficace différentielle de chaque tranche est ajustée par les distributions angulaires des différentes multipolarités calculées théoriquement. On en déduit alors la distribution de force de chaque multipolarité. Cette méthode est illustrée par la figure 1.5 sur le cas particulier de la diffusion $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$ à 240 MeV.

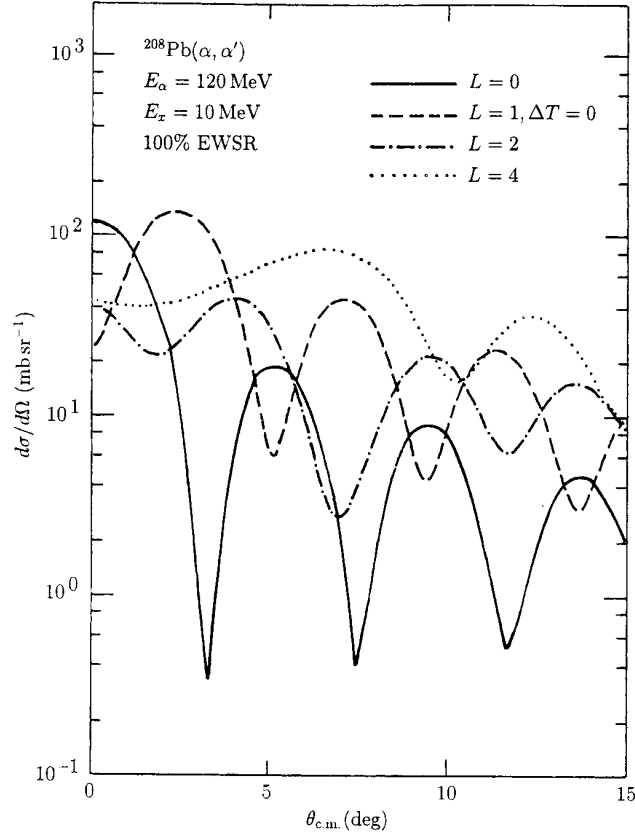


FIG. 1.3 – *Prédictions DWBA des sections efficaces différentielles pour la réaction $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha')$ à 120 MeV. Différentes multipolarités épuisant 100 % de EWSR sont présentées à une énergie d'excitation arbitraire de 10 MeV. Extrait de [Har01].*

Le principal inconvénient de la diffusion inélastique de hadrons est l'existence dans le spectre en énergie d'excitation d'un fond sous les résonances géantes, appelé continuum. Les origines du continuum sont diverses, dépendent du projectile utilisé et ne sont pas exhaustivement identifiées ; citons entre autres les réactions de pick-up/break-up, les réactions de transferts, la diffusion quasi-élastique et les excitations de multipolarité élevées. La séparation du continuum et de la résonance est un problème récurrent dans l'analyse des données et génère une incertitude sur la détermination de la distribution de la force.

1.2.2 La résonance géante quadrupolaire : ISGQR

En 1971, une résonance est soupçonnée, à une énergie légèrement supérieure de celle de la IVGDR, à la fois dans un spectre de diffusion inélastique d'électrons [Pit71, Fuk72] et lors d'une expérience de diffusion de protons [Lew72]. Quelques

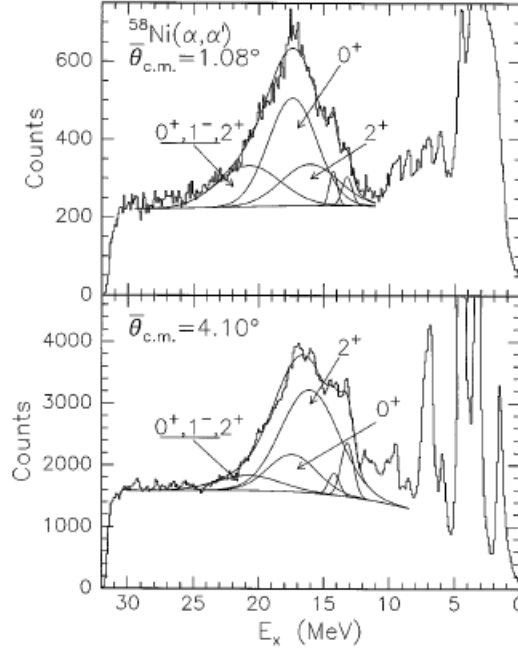


FIG. 1.4 – Spectres en énergie d’excitation du ^{58}Ni , obtenus en diffusion (α, α') à 240 MeV. Les lignes représentent le fond et les cinq pics reproduisant les données expérimentales. Les multipolarités dominantes sont indiquées. Extrait de [You96].

années plus tard, cette structure est interprétée comme la résonance géante quadrupolaire isoscalaire : ISGQR. Depuis sa découverte, la résonance géante quadrupolaire a été observée dans tous les noyaux stables étudiés de masse comprise entre 16 et 238. La mise en évidence expérimentale de l’état à deux phonons de la ISGQR [Fra87, Sca93] a confirmée la nature vibrationnelle des résonances géantes. L’énergie de la ISGQR est reliée à une quantité fondamentale, la masse effective : $E_{ISGQR} = \sqrt{2}\hbar\omega\sqrt{m/m^*}$ [Boh79]. La masse effective m^* rend compte de l’effet du milieu sur le nucléon : plus l’interaction effective est locale, plus la masse effective est grande.

La distribution de force de la ISGQR est fragmentée dans les noyaux légers alors que, pour A supérieur à 64 environ, celle-ci est concentrée en un seul pic de type gaussien ou lorentzien. Son énergie d’excitation dans les noyaux lourds est bien reproduite par $E_{ISGQR} = 64 A^{-1/3}$ MeV. Dans la région de masse $40 \leq A \leq 90$, où les ISGMR et ISGQR sont fortement mélangées, l’énergie du centroïde est légèrement inférieure. Cette résonance épuise entre 50 et 100 % de la règle de somme pondérée en énergie.

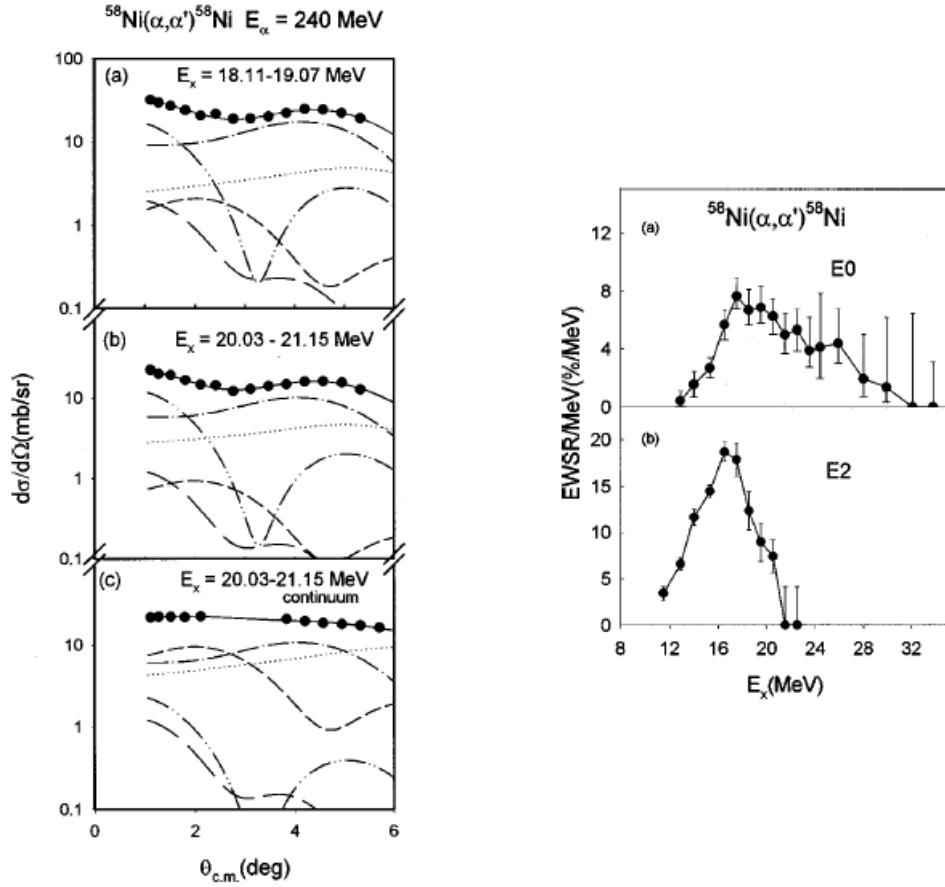


FIG. 1.5 – *A gauche, distributions angulaires obtenues pour la réaction $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$ à 240 MeV et analysées par MDA : $L=0$ (— · —), $L=1$ (— — —) et $L=2$ (— · · —). A droite, distributions de force correspondantes. Extrait de [Lui00].*

1.2.3 La résonance géante monopolaire : ISGMR

La résonance géante monopolaire a été observée, pour la première fois par Harakeh et al. [Har77] en 1977, dans une expérience de diffusion inélastique de particules α sur les $^{206,208}\text{Pb}$, ^{197}Au et ^{209}Bi . Egalement observée par Marty et al. [Mar76], cette structure a été définitivement attribuée à une transition $\Delta L=0$ par Youngblood et al. [You77] en mesurant aux très petits angles de diffusion, là où la distribution angulaire de la ISGMR est maximale et se distingue nettement des autres contributions. Le mode de multipolarité $\Delta L=0$ correspond à une oscillation radiale du noyau dans son ensemble. Ce mouvement de compression-dilatation lui confère également le nom de "mode de respiration" du noyau. La ISGMR permet de calculer le module d'incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ (cf § 1.3.2). Le caractère fondamental de K_∞ a motivé beaucoup d'efforts en vue de déterminer aussi précisément que possible la forme et l'intensité de la distribution

de force.

La résonance géante monopolaire a été intensivement étudiée au sein de trois laboratoires en particulier [Shl93] : Texas A & M. University (TAMU), KVI Groningen et Grenoble. Tous ont mesuré le spectre en énergie d'excitation aux très petits angles afin de séparer la résonance monopolaire de la quadrupolaire. A TAMU, la ISGMR a été identifiée dans 17 noyaux en utilisant la diffusion inélastique de particules α entre 96 et 130 MeV [You77, Lui85, Gar84, Lui84, You91]. Les mesures à 240 MeV, réalisées par Youngblood et al. [You99], ont déterminé le centroïde de la ISGMR avec une précision de $\pm 2\%$ dans le ^{90}Zr , ^{116}Sn , ^{144}Sm et ^{208}Pb . La résonance géante monopolaire a été très récemment étudiée dans tous les isotopes de Sn stables à RCNP Osaka [Gar06]. La ISGMR a également été observée par diffusion de ^3He à 100 MeV à Grenoble [Bue84]. Cependant, l'énergie de la résonance mesurée avec cette technique est systématiquement plus basse qu'en utilisant les particules α et seulement une fraction de la résonance est observée. A KVI, ce sont les noyaux de Sn et Sm qui ont été spécialement étudiés en (α, α') à 120 MeV. A Orsay, Willis et al. [Wil80] ont utilisé un faisceau de deutons de 108 MeV et ont observé les résonances géantes monopolaire et quadrupolaire dans le ^{90}Zr , ^{120}Sn et ^{208}Pb .

Il ressort des différentes études que les caractéristiques de la GMR dépendent fortement de la masse du noyau étudié. Dans les noyaux relativement lourds ($A \geq 90$), la règle de somme est totalement épuisée et la distribution de force est concentrée en une gaussienne dont le centroïde est approximativement $80A^{-1/3}$ MeV. La largeur de la résonance augmente de 2.5 MeV dans la région du Pb pour atteindre 4 MeV pour $A=90$. Dans les noyaux plus légers, la distribution de force est fragmentée et la règle de somme n'est pas toujours épuisée dans sa totalité.

1.2.4 La résonance géante dipolaire : ISGDR

Microscopiquement, la résonance géante dipolaire isoscalaire est interprétée comme une excitation collective composée à la fois d'excitations particule-trou $1\hbar\omega$ et $3\hbar\omega$. La composante $1\hbar\omega$ de basse énergie a été observée dans le début des années 90 par Poelhekkens et al. [Poe92]. Cette partie de la force serait une résonance non-collective, dont la nature toroïdale, suggérée par Bastrukov et al. [Bas93], pourrait être confirmée expérimentalement par des réactions (e, e') . La plupart de la force de la ISGDR réside dans le mode $3\hbar\omega$ qui est vu macroscopiquement comme une compression anisotrope du noyau (squeezing mode), comportant deux noeuds de vibration dont un situé au centre du noyau comme pour la ISGMR. Ce mode de compression peut être relié au module d'incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ (paragraphe 1.3.4). En 1997, Davis et al. [Dav97] ont observé cette composante de haute énergie en réalisant une expérience de diffusion inélastique de particule α de 200 MeV sur le ^{208}Pb incluant la mesure à 0 deg. Dans cette région angulaire, la ISGDR- $3\hbar\omega$ se distingue de la résonance géante octupolaire de haute énergie (HEOR).

Plusieurs mesures de diffusion inélastique de particules α à petits angles ont été récemment réalisées à RCNP Osaka (400 MeV) [Gar04], à TAMU (240 MeV) [Lui04] et à KVI Groningen (200 MeV) [Hun04]. Ces expériences ont permis d'observer la ISGDR dans plusieurs noyaux : ^{208}Pb , ^{116}Sn , ^{90}Zr et ^{144}Sm . L'énergie d'excitation de la composante de haute énergie suit un comportement en $100\text{--}120A^{-1/3}$ MeV et sa largeur est de l'ordre de 10 MeV. Pour ces noyaux, la totalité de la EWSR est épuisée. Ces différentes études ont montré l'influence significative du traitement du continuum lors de l'analyse des données expérimentales.

1.3 Incompressibilité de la matière nucléaire

La matière nucléaire est définie comme un système infini de nucléons sans interaction coulombienne. Même si un tel système a tout d'abord été considéré pour tester les théories à N-corps, la découverte des étoiles à neutrons en fait un problème physique à part entière. Quelles sont les informations empiriques qu'il est possible d'obtenir sur un tel système, impossible à reproduire en laboratoire ? Les observations astrophysiques sont une des clefs du problème (cf chapitre 5). Cependant, l'étude des noyaux peut également renseigner sur les propriétés de la matière nucléaire : l'énergie de liaison par nucléon est obtenue en extrapolant les tables de masse, la densité de saturation est mesurée dans les noyaux lourds et il est possible de déduire la valeur du module d'incompressibilité K_∞ à partir de la résonance géante monopolaire (ISGMR) et éventuellement de la résonance géante dipolaire (ISGDR).

La détermination microscopique de K_∞ , basée sur l'utilisation d'une fonctionnelle en densité permettant de calculer de manière cohérente les propriétés de la matière nucléaire et celles des noyaux, est désormais celle considérée comme physiquement pertinente. Cependant les valeurs de K_∞ obtenues selon les modèles, non-relativiste et relativiste, et selon les fonctionnelles en densité ne sont pas toujours compatibles. Alors que les modèles non-relativistes s'accordent finalement vers une valeur de $K_\infty \sim 230$ MeV, l'écart important avec les calculs relativistes, qui prévoient une valeur entre 250 et 270 MeV, reste une question ouverte. Les noyaux utilisés pour les calculs présentant un excès de neutrons, plusieurs études s'intéressent au rôle joué par l'énergie de symétrie dans ce problème. Des mesures systématiques de la ISGMR le long d'une chaîne isotopique pourraient éclairer la situation.

1.3.1 Equation d'état

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 . Dans le cas particulier de la matière symétrique, l'équation d'état présente un minimum pour une densité $\rho_0=0.16$

fm^{-3} . Ce point, appelé point de saturation, est le seul à être expérimentalement connu grâce aux mesures de masse effectuées dans les noyaux lourds, où l'énergie de saturation vaut $E_0/A = -16 \pm 1 \text{ MeV}$. La figure 1.6 donne des exemples d'équation d'état pour différentes asymétries $\delta = (N - Z)/A$.

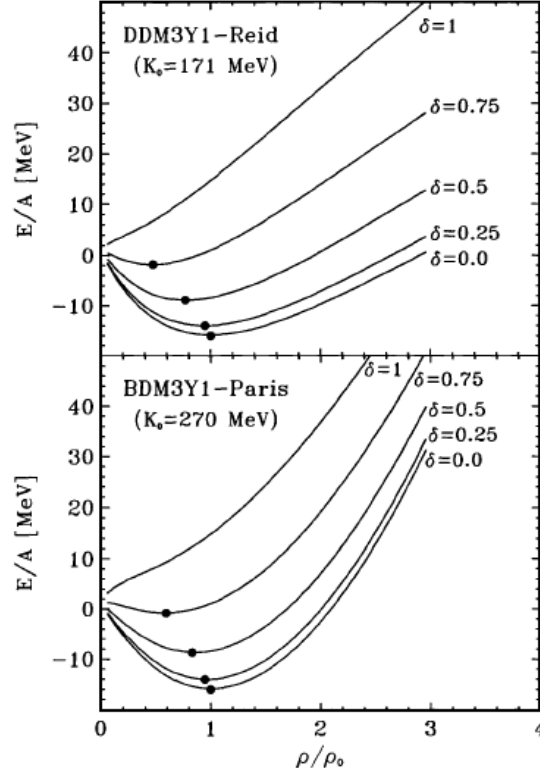


FIG. 1.6 – Equations d'état dans la matière nucléaire en fonction de l'asymétrie, $\delta = (N - Z)/A$, calculées pour deux interactions nucléon-nucléon réalistes $M3Y$ correspondant à différentes valeurs du module d'incompressibilité : $K_\infty = 171 \text{ MeV}$ (en haut) et 270 MeV (en bas). Extrait de [Kho96]

L'incompressibilité de la matière nucléaire, définie comme

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \frac{d^2}{d\rho^2} \frac{E}{A}(\rho) \Big|_{\rho=\rho_0}, \quad (1.6)$$

correspond à la courbure de l'énergie de liaison par particule E/A au voisinage de la densité de saturation. Une petite valeur de K_∞ conduit à une équation d'état "douce" et une grande valeur à une équation d'état "dure" (figure 1.6 respectivement en haut et en bas). La valeur de l'incompressibilité présente un grand intérêt puisqu'elle donne l'allure de l'équation d'état de la matière nucléaire symétrique autour du point de saturation. Il s'agit d'un paramètre important dans

la description des étoiles à neutrons et notamment pour le mécanisme d’explosion des supernovae qui conduit à leur formation.

1.3.2 De la résonance géante monopolaire à K_∞

Le module d’incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ est une quantité qui, même si elle ne se mesure pas directement, est reliée au mode de ”respiration” des noyaux, la résonance géante monopolaire isoscalaire. L’énergie de ce mode collectif peut être exprimée en fonction du module d’incompressibilité K_A du noyau [Bla80] :

$$E_{ISGMR} = \sqrt{\frac{\hbar^2 A K_A}{m \langle r^2 \rangle}}, \quad (1.7)$$

où A est le nombre total de nucléons de masse m constituant le système et $\langle r^2 \rangle$ son rayon carré moyen dans l’état fondamental. Deux approches ont été proposées pour faire le lien entre le module d’incompressibilité du noyau fini K_A et ce même module dans la matière nucléaire symétrique K_∞ : l’approche macroscopique, aujourd’hui délaissée, et l’approche microscopique, introduite par Blaizot et al. [Bla95].

Approche macroscopique

L’incompressibilité du noyau K_A peut s’écrire comme une expansion, inspirée par la formule de la goutte liquide, qui distingue la contribution volumique, indépendante de A , de celles de surface, de symétrie et coulombienne [Tre81] :

$$K_A = K_{vol} + K_{surf} A^{-1/3} + K_{sym} \delta^2 + K_{coul} \frac{Z^2}{A^{4/3}} \quad (1.8)$$

où $\delta = (N - Z)/A$. Les différents paramètres sont déterminés en réalisant un ajustement sur les données expérimentales. Le module d’incompressibilité de la matière nucléaire K_∞ est ensuite identifié au terme de volume K_{vol} .

Cette méthode présente des problèmes à la fois conceptuels et pratiques. Par exemple, la relation entre K_{vol} et K_∞ , qui dépend du modèle utilisé, n’est pas valable pour toutes les masses. Il serait également nécessaire d’ajouter un terme de courbure $K_{curv} A^{-2/3}$ à la relation (1.8). D’autre part, Pearson [Pea91] puis Blaizot et al. [Bla95] ont montré qu’il n’était pas possible actuellement de faire un ajustement pertinent avec quatre paramètres : en raison de la plage limitée en masse, pour n’importe quelle valeur de K_{vol} comprise entre 100 et 400 MeV, il est possible de trouver les trois autres paramètres tels que les données expérimentales soient parfaitement reproduites. L’utilisation de faisceaux exotiques, en diversifiant les noyaux étudiés et en augmentant leur nombre, permettrait de réduire les incertitudes sur les paramètres.

Approche microscopique

Cette méthode repose sur la possibilité de construire un ensemble d'interactions effectives qui, tout en reproduisant les propriétés de l'état fondamental, correspondent à des valeurs de K_∞ différentes. L'utilisation de modèles microscopiques permet de calculer à la fois l'état fondamental, l'énergie de la résonance géante monopolaire et les propriétés de la matière nucléaire. Dans la référence [Bla95] un ensemble de six forces de type Gogny a été construit, K_∞ variant ainsi entre 209 et 303 MeV. L'état fondamental du ^{208}Pb est calculé par la méthode auto-cohérente de champ moyen Hartree-Fock et l'énergie de la résonance géante monopolaire est calculé dans l'approximation des phases aléatoires RPA. Les auteurs obtiennent une variation linéaire, $K_A = 0.64K_\infty - 3.5$ MeV, représentée sur la figure 1.7. En considérant les valeurs expérimentales de $E_{ISGMR}(^{208}\text{Pb})$, le module d'incompressibilité est extrait : $194 \leq K_\infty \leq 240$ MeV.

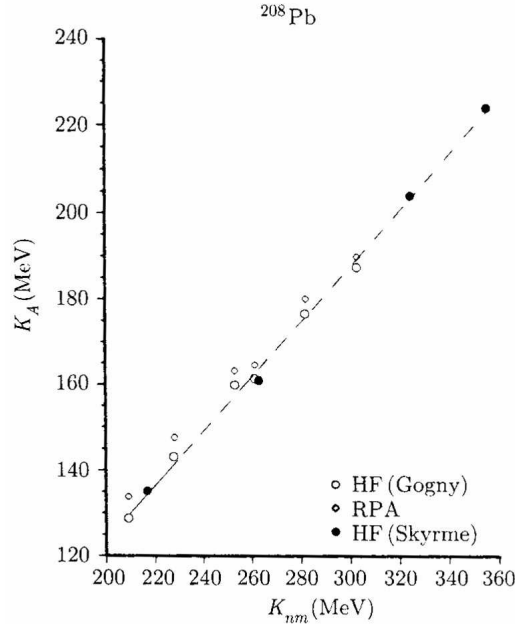


FIG. 1.7 – Module d'incompressibilité du ^{208}Pb en fonction de K_∞ . Extrait de [Bla95]

L'incertitude relative intrinsèque à cette méthode est liée à l'incertitude expérimentale sur l'énergie du mode de compression :

$$\frac{\delta K_\infty}{K_\infty} = 2 \frac{\delta E_{ISGMR}}{E_{ISGMR}}. \quad (1.9)$$

Actuellement, la très bonne précision des données obtenues à TAMU sur l'énergie de la résonance géante monopolaire dans le ^{208}Pb [You99] a permis de réduire

l'incertitude d'origine expérimentale à $\delta K_\infty^{exp} \sim \pm 10$ MeV. Notons que la plupart des études sont basées sur les données expérimentales du ^{208}Pb dont la ISGMR épuise la totalité de la règle de somme pondérée en énergie.

De nombreuses approches, non-relativistes et relativistes, ont été développées. Les différents modèles ne s'accordent pas encore sur la valeur de K_∞ ; le prochain paragraphe dresse un tableau de la situation actuelle.

1.3.3 Etat de l'art

Fonctionnelle de Skyrme et de Gogny

Très récemment encore, alors que les calculs avec la fonctionnelle en densité de Gogny donnaient un K_∞ de l'ordre de 230 MeV, la force de Skyrme en RPA [Gia01] prévoyait une valeur plus basse, environ 210 MeV. La référence [Col04a] a expliqué cette différence en mettant en cause l'auto-cohérence des calculs RPA employés qui négligent l'interaction résiduelle 1p-1t coulombienne et spin-orbite. Les auteurs montrent que la méthode Hartree-Fock contraint (CHF) [Boh79], qui ne contient pas d'approximation, donne des résultats compatibles avec ceux obtenus à partir de la fonctionnelle de Gogny : $K_\infty = 230 \pm 12$ MeV. D'autre part, cette méthode, qui permet d'extraire la règle de somme pondérée en énergie inverse m_{-1} avec une précision de $\pm 3\%$, s'avère très précise. En effet, connaissant la règle de somme pondérée en énergie m_1 , la relation

$$E_{ISGMR} = \sqrt{\frac{m_1}{m_{-1}}} \quad (1.10)$$

implique une erreur sur la détermination de K_∞ d'origine théorique $\delta K_\infty^{th} \sim \pm 7$ MeV.

Influence de l'énergie de symétrie

Plusieurs modèles relativistes de champ moyen (RMF) [Ma01, Nik02, Vre97] placent K_∞ entre 250 et 270 MeV alors que les approches non-relativistes s'accordent sur une valeur maximale de 242 MeV. Cette différence ne serait pas due à un effet purement relativiste. Le ^{208}Pb étant un noyau asymétrique, plusieurs travaux évoquent un mauvais traitement de la dépendance en densité de l'énergie de symétrie [Pie02, Col04a, Col04b]. L'énergie de symétrie E_{sym} est définie en écrivant l'énergie totale du système comme la somme d'une énergie de type isoscalaire E_0 , qui dépend uniquement de la densité totale, et d'une énergie isovectorielle

$$E(\rho, \delta) = E_0(\rho) + E_{sym}(\rho)\delta^2. \quad (1.11)$$

Le comportement de l'énergie de symétrie au voisinage du point de saturation diffère notablement entre fonctionnelles de Skyrme et RMF. La fonctionnelle de

Skyrme est caractérisée par des valeurs plus petites de l'énergie de symétrie et de sa pente au point de saturation ρ_0 .

Deux études théoriques complémentaires ont été menées pour explorer cette piste. Du côté non-relativiste, Colò et al. [Col04b] ont construit de nouvelles forces de Skyrme présentant différentes dépendances en densité de l'énergie de saturation. Une de ces forces, en négligeant certains termes dans la fonctionnelle en densité, permet d'obtenir un module d'incompressibilité de 250 MeV. Cependant, même si ces hypothèses reproduisent les résultats relativistes, rien ne les justifie actuellement. Du côté relativiste, J. Piekarewicz [Pie02] a construit un ensemble de Lagrangiens effectifs dont les énergies de symétrie sont à la fois plus douces et les valeurs à la saturation plus basses. Cette approche, qui ne tenait pas compte des propriétés des noyaux dans leur état fondamental, a été améliorée récemment [Tod05]. Le lagrangien utilisé dans cette référence contient deux termes supplémentaires et permet d'obtenir une valeur de $K_\infty=230$ MeV. Ces deux études montrent que l'énergie de symétrie est en cause dans les désaccords entre modèles relativistes et non-relativistes sur le module d'incompressibilité.

1.3.4 ISGDR et incompressibilité

TAB. 1.1 – *Calculs auto-cohérents RPA (relativistes et non-relativistes) de la ISDGR dans le ^{208}Pb comparés à des données expérimentales récentes. Les énergies des centroïdes de la composante à basse (1ère colonne) et à haute (2nde colonne) énergie sont indiquées en MeV.*

Référence		E_{ISGDR} $1\hbar\omega$	E_{ISGDR} $3\hbar\omega$
Hamamoto et al.	[Ham98]	~ 14	23.4
Colò et al.	[Col00]	10.9	23.9
Vretenar et al.	[Vre00]	10.4	26
Piekarewicz et al.	[Pie01]	~ 8	24.4
RCNP	[Uch03, Gar04]	12.7 ± 0.2	23 ± 0.2
Texas A & M	[Lui04]	12.6	21.7

Le module d'incompressibilité K_∞ peut être extrait à partir du mode à haute énergie ($3\hbar\omega$) de la résonance géante dipolaire isoscalaire par une approche microscopique similaire à celle employée pour la ISGMR. Du côté expérimental, les mesures de l'ISGDR effectuées récemment à RCNP, TAMU et KVI (voir paragraphe 1.2.4) convergent vers des résultats fiables. A partir des données de RCNP Osaka [Gar04], une valeur de K_∞ d'environ 205 MeV a été extraite [Col04a].

Cette valeur considérée comme encourageante souffre des incertitudes sur les calculs théoriques dont le tableau 1.1 donne un aperçu. Actuellement, les études théoriques de la résonance géante dipolaire doivent être améliorées en vue d'atteindre le même degré de confiance dans la détermination de l'incompressibilité que celui obtenu à partir de la résonance géante monopolaire.

1.4 Modes collectifs dans les noyaux exotiques

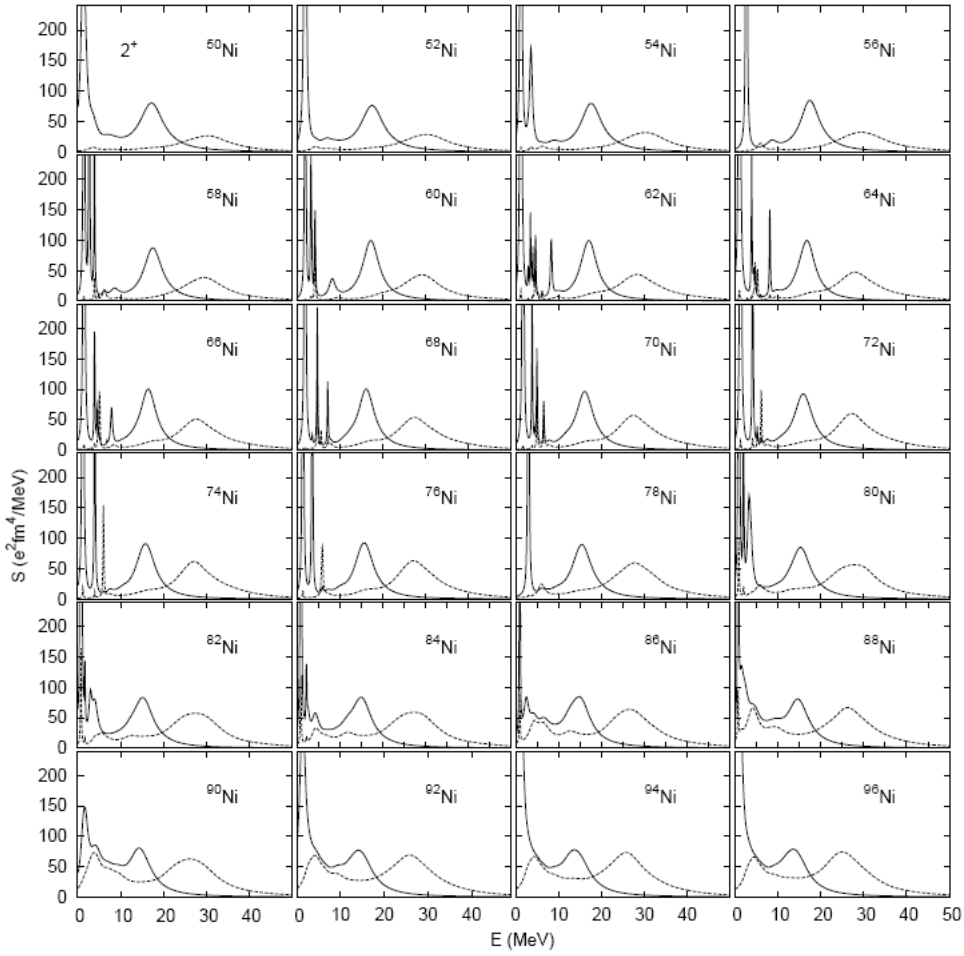


FIG. 1.8 – Distributions de force $L=2$ isoscalaires (traits pleins) et isovectorielles (traits pointillés) de la chaîne isotopique des Ni. Calcul extrait de [Ter06], réalisé en QRPA avec l'interaction SkM^* .

Les phénomènes collectifs animant les noyaux stables sont désormais bien identifiés et caractérisés. Du côté des noyaux exotiques cependant, les résonances

géantes sont très peu connues à l'heure actuelle même si les calculs théoriques prédisent déjà leur comportement loin de la vallée de stabilité. La référence [Paa07] présente une revue des résultats théoriques et expérimentaux les plus récents sur le sujet. Nous nous limitons dans ce paragraphe aux résonances géantes électriques et en particulier, concernant les prédictions théoriques, aux modes isoscalaires monopolaire et quadrupolaire.

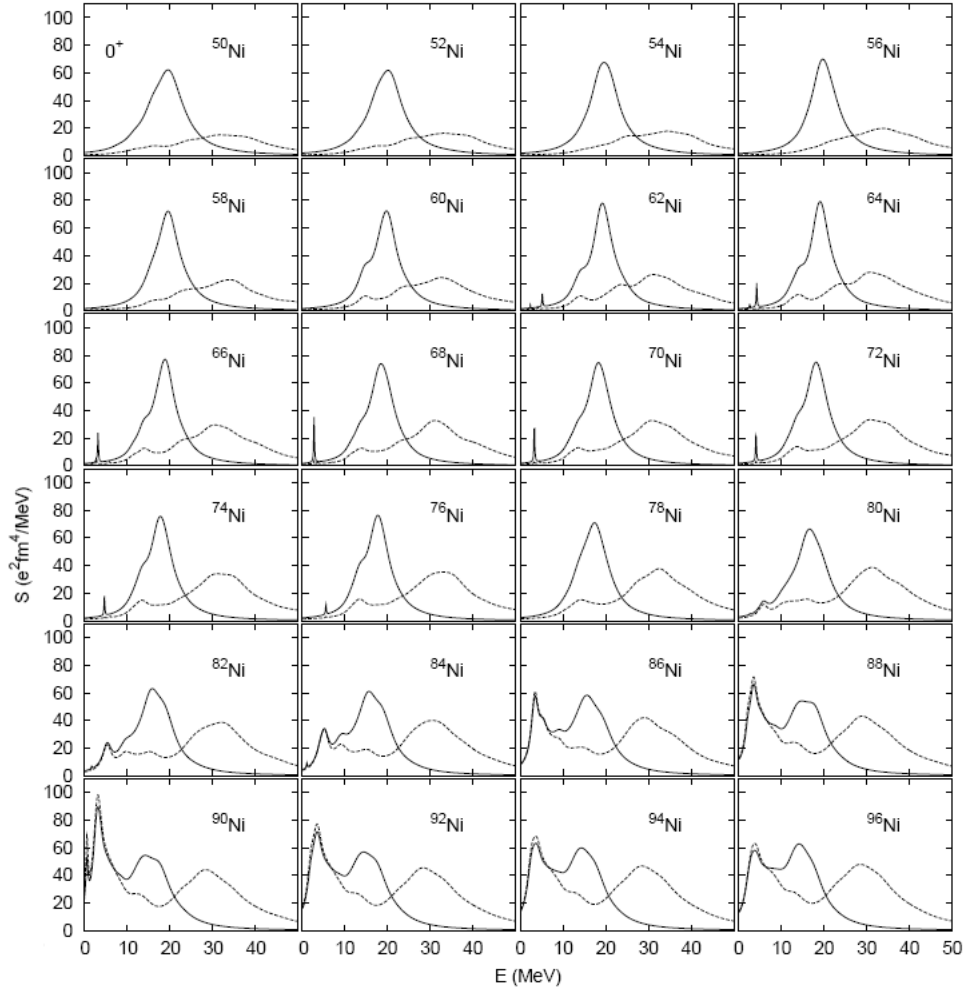


FIG. 1.9 – Même figure que 1.8 pour $L=0$. Extrait de [Ter06].

Les isotopes d'oxygène, de calcium, de nickel et d'étain ont été étudiés afin d'explorer l'effet sur la ISGQR de la peau de neutron, attendue loin de la vallée de stabilité. Dans les noyaux riches en neutrons, mais également dans les noyaux riches en protons, l'énergie de la résonance géante quadrupolaire diminuerait par rapport à la systématique des noyaux stables ($E_{ISGQR} \approx 64 \text{ MeV } A^{-1/3}$), alors que la largeur de la résonance augmenterait. D'autre part, la figure 1.8, qui représente

les résonances quadrupolaires dans les isotopes de Ni, montre que la force à basse énergie croît avec le nombre de neutrons. Un comportement similaire est observé sur le mode monopolaire (fig. 1.9) qui présente une composante à basse énergie à partir du ^{80}Ni . Outre l'apparition de phénomènes totalement nouveaux, l'influence de l'asymétrie sur le mode monopolaire isoscalaire est très intéressante. En effet, le paragraphe précédent, traitant des relations entre la ISGMR et le module d'incompressibilité de la matière nucléaire, a mis en relief le manque de connaissance sur l'énergie de symétrie. Même si la ISGMR ne peut en constituer une mesure directe, une étude systématique de cette résonance géante le long d'une chaîne isotopique donnerait des contraintes supplémentaires sur les interactions effectives.

Dans cette perspective, la chaîne isotopique des Sn stables a été étudiée par diffusion de particules α à 400 MeV [Gar06]. Cependant, dans les noyaux exotiques, seuls les modes isovectoriels dipolaires ont été identifiés expérimentalement. Dans les $^{18-22}\text{O}$, une force dipolaire à basse énergie (≤ 15 MeV) a été mesurée [Aum96, Lei01]. Cependant, la collectivité de ces résonances, qui épuisent 12 % de la règle de somme correspondante, n'est pas encore confirmée. Les différents calculs théoriques suggèrent des excitations single-particule des derniers neutrons liés plutôt qu'un état dipolaire fortement collectif à basse énergie. Dans les noyaux lourds et moyennement lourds aussi, une composante dipolaire isovectorielle à basse énergie a été observée depuis les isotopes stables de Ca jusqu'à ceux du Pb. Cette résonance, appelée résonance pygmée dipolaire (PDR-Pygmy Dipole Resonance), est interprétée dans un cadre relativiste comme une excitation de la peau de neutrons contre le coeur du noyau. Dans les noyaux instables ^{130}Sn et ^{132}Sn , la résonance pygmée ainsi que la IVGDR ont également été observées [Adr05].

L'étude expérimentale des noyaux exotiques implique de mettre au point de nouvelles méthodes propres aux réactions de cinématique inverse. Contrairement aux réactions de cinématique directe, le noyau à étudier sert de projectile et le noyau sonde de cible. Cette nouvelle configuration est à l'origine de difficultés expérimentales qui expliquent l'absence de données sur les résonances géantes isoscalaires. Motivés en particulier par l'étude de la ISGMR dans les noyaux exotiques, nous avons conçu un protocole expérimental qui lui est dédié [Mon07a]. Cette nouvelle méthode, présentée dans le prochain chapitre, a été utilisée sur le ^{56}Ni , noyau instable doublement magique. Ce noyau n'a pas été choisi pour son exotisme, puisqu'il s'agit d'un noyau $N=Z$. Cependant, le ^{56}Ni est un noyau de masse moyenne comparable au ^{58}Ni , abondamment étudié [You96, You77, Lui00, Lui06], dans lequel les distributions de forces quadrupolaire et monopolaire (voir fig. 1.5) ne sont pas fragmentées et épuisent entre 50 et 100 % de la règle de somme pondérée en énergie. En outre, si les désaccords sur l'incompressibilité de la matière nucléaire entre modèles relativistes et non-relativistes proviennent de l'énergie de symétrie, la valeur obtenue à partir du ^{56}Ni devrait être identique dans les deux approches.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Ce chapitre décrit le dispositif expérimental utilisé pour mesurer les résonances géantes isoscalaires monopolaire (ISGMR) et quadrupolaire (ISGQR) dans le ^{56}Ni . Alors que ces modes collectifs ont été largement étudiés dans les noyaux stables, la cinématique inverse, propre à l'étude d'un noyau instable, est à l'origine de difficultés particulières au niveau du système de détection. Dans une première partie, le choix du dispositif et de la réaction, centrés sur la cible active Maya, sont justifiés face aux contraintes expérimentales. La réaction retenue est la diffusion de ^{56}Ni sur des deutons, à 50 A.MeV. Nous avons réalisé cette expérience au GANIL où ce noyau instable est produit avec une intensité de 10^6 pps. La production du faisceau secondaire par fragmentation, ainsi que la méthode pour le purifier, sont présentées dans un deuxième temps. Une description des différents détecteurs utilisés pendant cette expérience est finalement fournie ; les caractéristiques, le principe de fonctionnement et l'électronique de la cible active Maya sont plus particulièrement détaillés.

2.1 Choix de la réaction et du dispositif

2.1.1 Contraintes expérimentales

La diffusion de particules isoscalaires, deutons ou α , aux énergies voisines de 65 A.MeV, sur un noyau est une des meilleures sondes pour observer la ISGMR [Har01]. Dans le cas d'un noyau instable, la diffusion doit être effectuée en cinématique inverse : la particule lourde fait office de projectile et la particule légère de cible. La cinématique de la diffusion inélastique de deutons sur du ^{56}Ni est présentée sur la figure 2.1 ; un raisonnement analogue sur la cinématique pourrait être mené dans le cas de particules α . Cependant, nous avons utilisé une cible de deutérium. Ce choix est justifié ultérieurement par l'utilisation de la cible active Maya (cf § 2.1.2). L'énergie des deutons en fonction de leur angle dans le référentiel du laboratoire est représentée pour différentes énergies d'excitation du ^{56}Ni : la diffusion élastique, 14 MeV et 22 MeV, énergies qui encadrent la résonance géante monopolaire. En effet, grâce à une réaction de diffusion (α, α') à 240 MeV, cette dernière a récemment été évaluée dans le ^{58}Ni à 18.43 ± 0.15 MeV tandis que la résonance géante quadrupolaire se situerait à 16.64 ± 0.12 MeV [Lui06].

La principale difficulté de la mesure de la ISGMR tient à une propriété particulière de sa section efficace : elle est piquée à zéro degré dans le centre de masse et décroît très rapidement (fig. 1.3). Comme le montre la figure 2.1, les petits angles dans le référentiel du centre de masse correspondent à de très faibles énergies de recul du deuton et s'étendent sur une large plage angulaire, de 0 à 40 deg. environ. Par conséquent, le système de détection doit couvrir un grand angle solide, incluant de très petits angles, et posséder un seuil très bas en énergie. La cible doit être fine afin de limiter le stragglng ($\sim 100 \mu\text{g.cm}^{-2}$) tout en étant

compatible avec une petite section efficace.

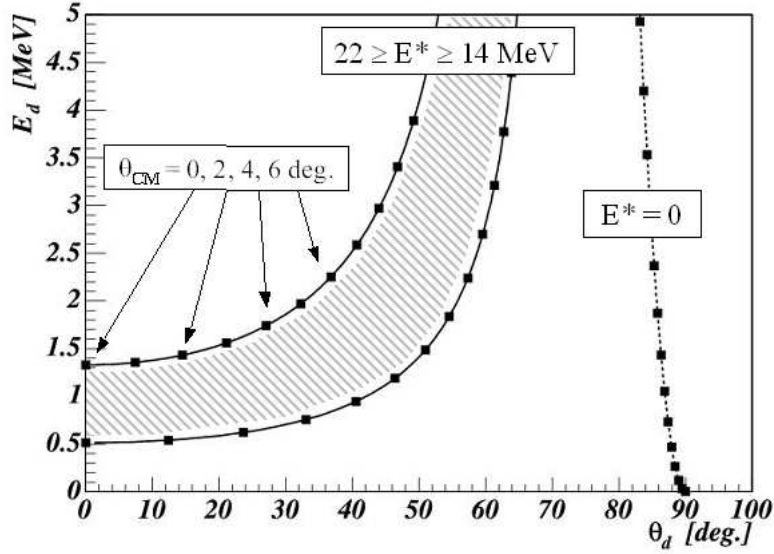


FIG. 2.1 – Cinématique des deutons dans le référentiel du laboratoire pour la réaction $^{56}\text{Ni}(d,d')$ à 50 A.MeV. La courbe en pointillé représente la diffusion élastique. La zone hachurée correspond aux énergies d'excitation du ^{56}Ni comprises entre 14 et 22 MeV, où la GMR est attendue. Les angles dans le référentiel du centre de masse sont indiqués tous les degrés par un carré.

2.1.2 Description générale du dispositif

En regard des contraintes expérimentales exposées précédemment, la cible active Maya apparaît comme le détecteur approprié. Une cible active est un détecteur gazeux où le gaz de détection joue également le rôle de cible. La détection de particules de faible énergie est donc possible tout en conservant une épaisseur de cible compatible avec des sections efficaces de l'ordre du millibarn et des temps de mesure de quelques jours. De plus, ces détecteurs ont en principe une couverture angulaire proche de 4π . Ce détecteur est présenté en détail au paragraphe 2.3.1.

La diffusion de particules α est plus favorable à l'observation de la ISGMR que la diffusion de deutons car sa section efficace est plus grande. Cependant, en testant Maya avec un gaz d'hélium pur, nous avons constaté des claquages. Ce phénomène, rencontré dans la plupart des détecteurs gazeux, est évité en ajoutant à l'hélium un gaz, appelé quencher, généralement de l'isobutane (C_4H_{10}). Le quencher stabiliserait l'hélium mais, en introduisant une contamination de la

cible, rendrait l'analyse des résultats plus difficile. Nous avons donc préféré utiliser un gaz de deutérium pur et étudier la réaction $^{56}\text{Ni}(d,d')$.

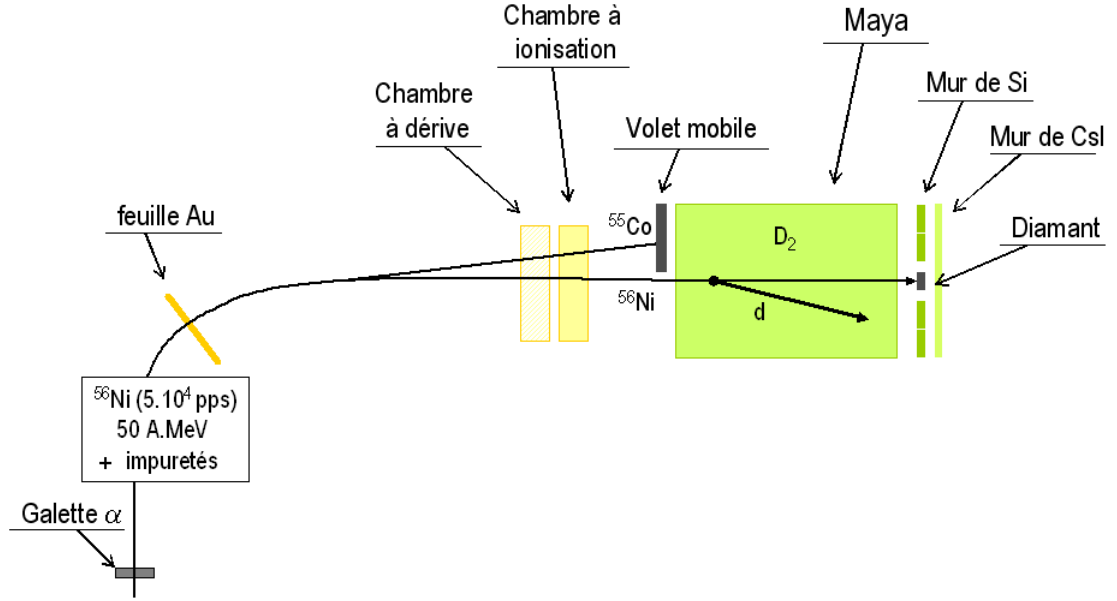


FIG. 2.2 – Vue schématique du dispositif expérimental.

L'expérience a eu lieu au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) situé à Caen. Une vue schématique du GANIL et de ses aires expérimentales sont présentées sur la figure 2.3. Le faisceau ^{56}Ni à 50 A.MeV est produit par fragmentation et conduit dans la salle du spectromètre SPEG [Bia89], utilisé comme ligne de transport et non comme spectromètre, vers le dispositif présenté sur la figure 2.2. Maya, qui est placée au plan focal de SPEG et remplie de deutérium gazeux (D_2) constitue la cible. La détection des deutons de recul est également assurée par Maya. Pour les deutons trop énergétiques pour être arrêtés dans le gaz, un mur de détecteurs à Silicium (Si) et Iodure de Césium (CsI) est placé à 70 mm de la face arrière de Maya. Un détecteur en diamant, situé à l'extrémité de Maya dans l'axe du faisceau, effectue un comptage des ^{56}Ni incidents afin de normaliser par la suite les sections efficaces. La feuille d'or, la galette α , la chambre à ionisation et la chambre à dérivation ont été utilisées pour purifier le faisceau ; cette étape est présentée par la suite (cf § 2.2).

2.2 Le faisceau de ^{56}Ni

2.2.1 Production du faisceau par fragmentation

Un faisceau radioactif (faisceau secondaire) est produit à partir d'un faisceau stable accéléré (faisceau primaire). Au GANIL deux dispositifs sont disponibles : SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) [Vil01] basé sur la méthode ISOL (Isotopes Separation On Line) et SISSI (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intenses) [Jou91, Bar95, Ann97] basé sur la fragmentation en vol du faisceau primaire sur une cible mince. Le faisceau de ^{56}Ni à 50 A.MeV utilisé dans notre expérience a été produit par fragmentation en vol d'un faisceau primaire de ^{58}Ni à 75 A.MeV.

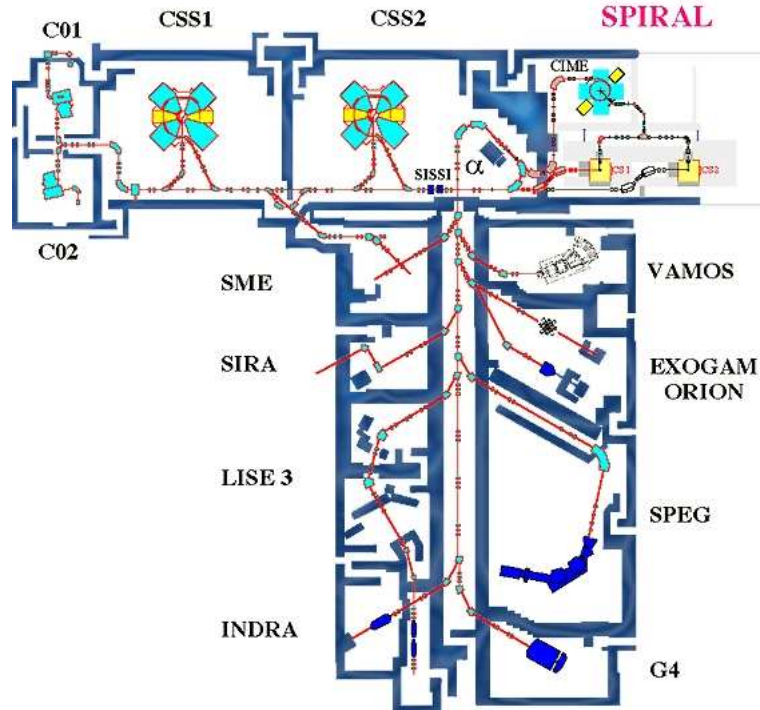


FIG. 2.3 – Accélérateurs et aires expérimentales du GANIL.

Le faisceau primaire

Le faisceau primaire de ^{58}Ni est généré dans une source E.C.R (Electron Cyclotron Resonance) : les atomes sont chauffés par une onde électromagnétique de haute fréquence et forment un plasma confiné par un champ magnétique. Les ions sont extraits de la source et successivement accélérés jusqu'à quelques centaines de keV par un cyclotron compact (C01 ou C02), puis par deux cyclotrons identiques

à secteurs séparés CSS1 et CSS2 (voir fig. 2.3). En sortie de CSS1 l'énergie du faisceau primaire est de quelques MeV par nucléons. L'opération d'épluchage par une feuille mince de ^{12}C , en arrachant des électrons au ^{58}Ni et en augmentant ainsi sa charge, permet une accélération supplémentaire par CSS2. Le couplage de ces deux cyclotrons permet d'accélérer le faisceau de ^{58}Ni jusqu'à 75 A.MeV. Son intensité maximale est de 4.8 μAe et son état de charge 28^+ .

La fragmentation dans SISSI

Le faisceau primaire est envoyé sur une cible de ^{12}C où une multitude de quasi-projectiles, dont le ^{56}Ni , sont produits par fragmentation. La production de ^{56}Ni est optimisée en réglant l'inclinaison de la cible ; l'épaisseur équivalente de la cible de ^{12}C utilisée est alors de 70.5 mg.cm^{-2} . La cible est située (fig. 2.3) entre les deux solénoïdes supraconducteurs à forte focalisation de SISSI [Ann97] dont le but est d'accroître l'acceptance angulaire de la ligne de faisceau pour les ions secondaires produits par fragmentation. En effet, alors que l'acceptance de la ligne GANIL est de $\pm 5\text{-}10$ mrad, le cône des produits de fragmentation possède une ouverture angulaire de l'ordre de $\pm 80\text{-}100$ mrad. Le premier solénoïde, SOL1, focalise le faisceau primaire sur la cible (fig. 2.4) et le second, SOL2, focalise le faisceau secondaire dans la ligne de transmission.

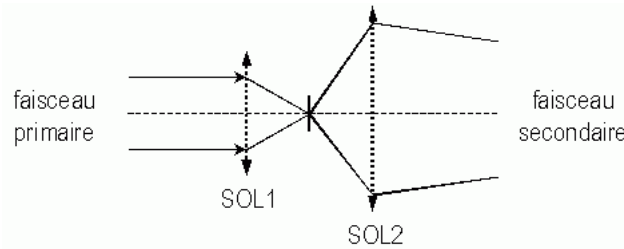


FIG. 2.4 – Schéma du principe de fonctionnement des deux solénoïdes, SOL1 et SOL2, de SISSI.

La purification du faisceau dans le spectromètre α

Pour sélectionner le noyau d'intérêt parmi l'ensemble des noyaux produits par fragmentation, le faisceau secondaire est injecté dans le spectromètre α (fig. 2.3) constitué de deux dipôles. Chaque dipôle sélectionne les noyaux du faisceau selon leur rigidité magnétique $B\rho$, où B est le champ magnétique induit par le dipôle et ρ le rayon de courbure de la ligne au niveau du dipôle.

Rappelons que dans l'approximation non relativiste, la trajectoire d'une particule, de masse A et de charge Q , dans un champ magnétique B est déterminée

par la relation

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

où v est sa vitesse et ρ le rayon de courbure de sa trajectoire. En sortie de SISSI, les noyaux étant totalement épluchés, $Q = Z$. La rigidité magnétique s'exprime alors ainsi :

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

Sans dégradeur, la rigidité magnétique du premier dipôle $B\rho_1$ et celle du second dipôle $B\rho_2$ doivent être identiques et réglées de manière à sélectionner le ^{56}Ni à l'énergie voulue, 50 A.MeV. La figure (2.5) montre la matrice d'identification des noyaux qui utilise le temps de vol entre la galette α et le diamant et la perte d'énergie ΔE dans la chambre à ionisation. Sur cette figure les noyaux tels que $N = Z$ sont facilement repérables car ils possèdent tous le même temps de vol (d'après la relation (2.2) $t \propto A/Z$). Le faisceau primaire se distingue aussi nettement avec trois de ses états de charge : 28^+ , le plus abondant, 27^+ et 26^+ . La localisation du ^{56}Ni sur la matrice d'identification est ainsi déterminée (fig.2.5 à droite).

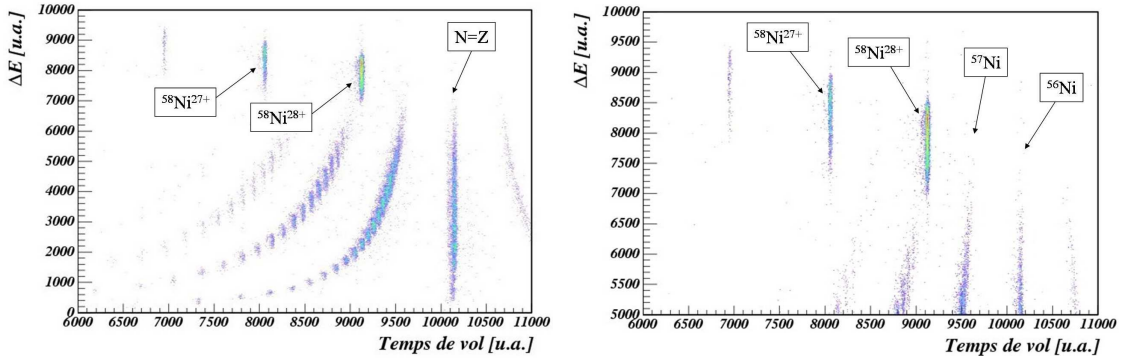


FIG. 2.5 – Matrice d'indentification temps de vol/perte d'énergie sans dégradeur. Même figure à droite centrée sur la région d'intérêt. Le ^{56}Ni est repéré grâce à la ligne $N = Z$ et aux trois états de charge du faisceau primaire.

Il subsiste cependant une grande variété de noyaux dont le taux de production est bien supérieur à celui du ^{56}Ni . Le faisceau est encore purifié en utilisant un dégradeur. Il s'agit d'une feuille mince, composée typiquement d'aluminium ou de plastique, placée entre les deux dipôles et qui induit une perte d'énergie dépendant de la masse et de la charge du noyau considéré.

Selon la formule de Bethe-Bloch, la perte d'énergie relative d'une particule traversant un matériau s'écrit dans l'approximation non relativiste :

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{Z^2}{Av^4} \quad (2.3)$$

où v est la vitesse de cette particule. La rigidité magnétique est fixée par les dipôles donc d'après la relation (2.2), $v \propto Z/A$. Ceci conduit à une perte d'énergie dans le dégradeur de la forme :

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{A^3}{Z^2}. \quad (2.4)$$

En augmentant la rigidité magnétique du premier dipôle $B\rho_1$, tout en conservant celle du deuxième $B\rho_2$ de manière à compenser la perte d'énergie dans le dégradeur, on sélectionne le noyau d'intérêt. La figure 2.6 montre les noyaux produits en utilisant un dégradeur en aluminium de 135 mg/cm^2 : entre autres le ^{56}Ni et le ^{55}Co .

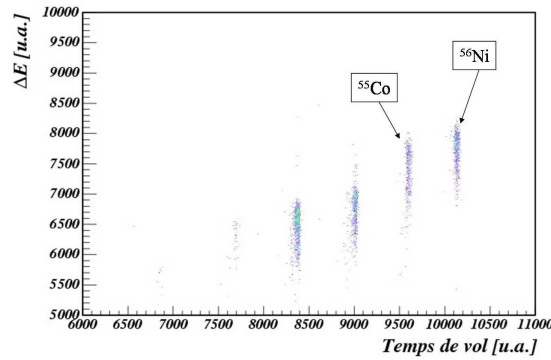


FIG. 2.6 – Matrice d'indentification temps de vol/perte d'énergie avec le dégradeur en Al de 135 mg/cm^2 .

2.2.2 La détection du faisceau

Ce paragraphe décrit les détecteurs de faisceau : la galette α , le diamant et la chambre à ionisation, qui ont servi à réaliser les matrices d'identification (figures 2.5, 2.6 et 2.7), ainsi que la chambre à dérive, utilisée pour repérer le ^{55}Co pendant l'ultime étape de purification du faisceau (cf § 2.2.3). Lors de la prise de données, parmi ces détecteurs, seul le diamant a été utilisé pour compter le faisceau incident.

La galette α

La galette α [Odl96] est un détecteur composé d'une feuille de mylar aluminisé disposée sur la trajectoire du faisceau et de deux galettes de micro-canaux qui amplifient et détectent les électrons générés par le passage d'un ion à travers la feuille de mylar aluminisé. La feuille de mylar est inclinée à 45° par rapport au faisceau et les électrons sont accélérés par un champ électrique vers les galettes.

Il s'agit de feuilles métalliques, perforées de canaux d'un diamètre de l'ordre du μm , dont les faces sont soumises à une différence de potentiel, ce qui permet une amplification d'un facteur 10^6 . Le signal généré est très rapide. Il est utilisé pour mesurer le temps de vol d'un ion du faisceau entre ce point et un autre détecteur placé en aval, le détecteur en diamant dans cette expérience.

Le diamant

Pour mesurer le temps de vol pendant les phases de réglage et compter le faisceau incident lors de l'expérience, un détecteur en diamant [Ber00, Tap00] est placé à l'extrémité de Maya dans l'axe du faisceau. Il s'agit d'un diamant polycristallin artificiel, obtenu par la méthode CVD (Chemical Vapour Deposition), d'une surface de 1 cm^2 et d'une épaisseur de $100\text{ }\mu\text{m}$. La photographie de la figure 2.13 montre le diamant entouré des détecteurs en silicium et iodure de césium.

Le principe de fonctionnement d'un diamant est semblable à celui d'un détecteur en silicium. L'énergie déposée dans le diamant génère des charges mobiles, électrons et trous, qui sous l'effet d'un champ électrique se séparent et migrent. Un signal électrique est généré dans le circuit extérieur par le mouvement de ces charges à travers le détecteur. 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). Ces deux qualités en font un détecteur idéal pour, à haute intensité, compter un faisceau et prendre une référence en temps.

La chambre à ionisation

La chambre à ionisation fonctionne sur le principe de la chambre de Bragg. Il s'agit d'une enceinte cylindrique, de 10 cm de longueur et de 6 cm de diamètre, remplie d'isobutane à une pression de 300 mbar . Deux feuilles de mylar aluminisé de $6\text{ }\mu\text{m}$, reliées à la masse, constituent les faces d'entrée et de sortie du détecteur. La chambre est divisée en deux cellules par une feuille de mylar portée à 400 V . Dans chaque cellule, perpendiculairement au faisceau, trois feuilles de mylar aluminisé de $1.5\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur sont disposées en plans parallèles, formant quatre compartiments, dans chacune des deux cellules, qui collectent les électrons émis lors du passage des ions incidents. La somme des huit signaux amplifiés est directement proportionnelle à la perte d'énergie des ions dans la chambre. La résolution de la chambre à ionisation a été estimée lors de l'expérience à $4\text{ }\%$.

La chambre à dérive

Nous avons utilisé la première des deux chambres à dérive du spectromètre SPEG. Elle a permis de mesurer les positions des noyaux de ^{56}Ni et de ^{55}Co dans le plan focal lors de l'étape de purification du faisceau secondaire décrite dans le paragraphe 2.2.3. Les chambres à dérive du SPEG sont constituées, chacune,

d'une cathode, d'une grille de Frisch, de fils d'anode d'amplification et d'une cathode à pistes parallèles au faisceau. Les chambres à dérive fonctionnent sur le principe de la multiplication des porteurs de charge par avalanche. Ce principe, utilisé également pour la détection des particules dans Maya, fait l'objet d'une description détaillée au paragraphe 2.3.1.

2.2.3 Sélection du ^{56}Ni

Le faisceau en sortie du spectromètre α est conduit dans la salle du spectromètre SPEG. La pureté du faisceau est seulement de 33 % en ^{56}Ni . Afin de sélectionner la réaction d'intérêt et de ne pas déclencher l'acquisition inutilement, le faisceau subit une seconde purification grâce à une méthode de changement d'état de charge.

Une feuille d'or de 1 mg/cm² est placée au point cible du spectromètre SPEG. Le passage à travers cette feuille d'or a pour effet de "rhabiller" les noyaux, c'est-à-dire de leur redonner au moins un électron. Une simulation LISE [Baz02] a montré que les noyaux de Ni, pour environ 60 % d'entre eux, passent de l'état de charge 28⁺ à 27⁺. Leur rigidité magnétique en aval de la cible est modifiée d'un facteur 28/27. Il en va de même pour les noyaux de Co : totalement épluchés, leur état de charge passe de 27⁺ à 26⁺. Ainsi, les noyaux de Co sont moins déviés par le dipôle du SPEG que les noyaux de Ni :

$$\begin{aligned} B\rho(\text{Ni}) &= B\rho_2 * \frac{28}{27} = B\rho_2 * 1.0370, \\ B\rho(\text{Co}) &= B\rho_2 * \frac{27}{26} = B\rho_2 * 1.0385. \end{aligned} \quad (2.5)$$

La figure 2.7 (à gauche) montre qu'après avoir placé la feuille d'or et réglé la rigidité magnétique du SPEG sur celle du ^{56}Ni , le seul contaminant restant est le ^{55}Co . En effet, connaissant la dispersion de SPEG [Bia89], 8.2 cm/%, l'écart en $B\rho$ entre ces deux noyaux conduit à un espacement de 11.26 mm au niveau du plan focal. Alors que les noyaux plus légers sont quant à eux trop peu déviés, une fraction des noyaux de ^{55}Co peut passer par la fenêtre d'entrée de 10 mm de Maya.

La seconde étape consiste à couper le faisceau de ^{55}Co grâce à un volet mobile placé juste avant Maya (fig. 2.2). La pureté du faisceau en ^{56}Ni est maintenant de 99 % (fig.2.7 à droite).

La figure 2.8 présente le profil du faisceau avec l'optique utilisée : une optique pour faisceau secondaire d'émittance 16 π mm.mrad dans la ligne en sortie du spectromètre α et une optique achromatique standard dans le spectromètre SPEG.

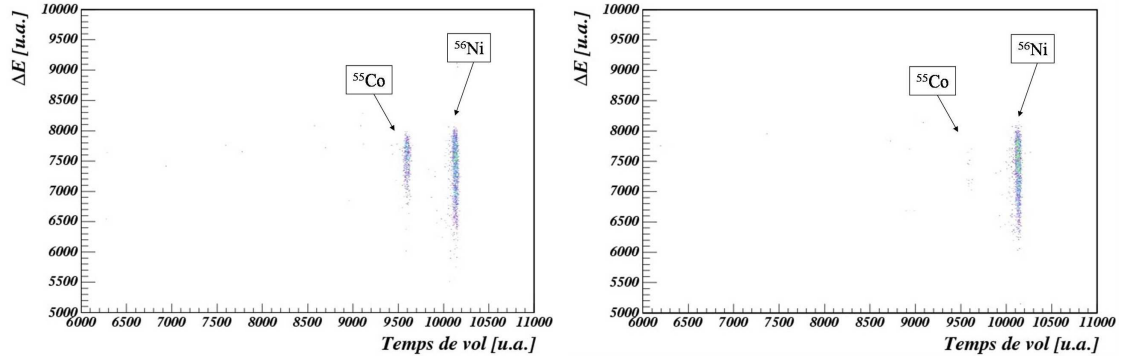


FIG. 2.7 – Matrice d'indentification temps de vol/perte d'énergie avec la feuille d'or de 1 mg/cm^2 sans (gauche) et avec (droite) le volet mobile.

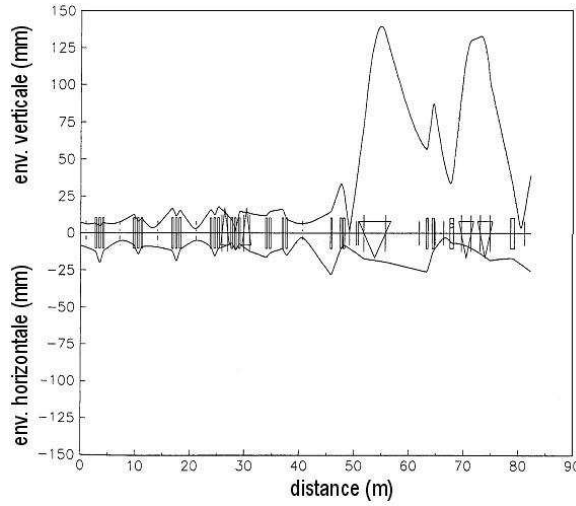


FIG. 2.8 – Enveloppes horizontale et verticale calculées du faisceau de ^{56}Ni depuis le spectromètre α jusqu'au plan focal de SPEG.

2.3 La détection des produits de réaction

Ce paragraphe est dédié aux détecteurs des produits de réaction : la cible active Maya au centre du système de détection ainsi que les Si et les CsI, détecteurs annexes destinés aux particules de plus haute énergie sortant de Maya. L'électronique de déclenchement et d'acquisition des données est aussi présentée.

2.3.1 Le détecteur Maya

Les cibles actives, telles que les chambres à bulles, sont des dispositifs qui utilisent une partie du système de détection comme cible de réaction. Elles ont tout d'abord été développées dans le domaine des hautes énergies. Le détecteur

IKAR [Vor88], utilisé à GSI pour étudier la diffusion élastique de faisceaux exotiques, est l'archétype dans le domaine des faisceaux secondaires. L'utilisation de IKAR était limitée à de l'hydrogène à 15 atm. MSTPC [Miz99] est un autre exemple de cible active conçue au Japon pour détecter les réactions de fusion et d'astrophysique nucléaire aux basses énergies. Maya [Dem07] est une cible active gazeuse développée au GANIL pour détecter des particules de basse énergie qui a déjà été utilisée avec succès [Gan02, Dem03, Mit03, Mit05, Caa07].

Description générale

Maya est une cible active, c'est-à-dire un détecteur gazeux où le gaz de détection joue également le rôle de cible. Le détecteur se décompose en deux zones (voir 2.9) : la zone active où la réaction a lieu et la zone de détection où le signal induit par la réaction est amplifié, détecté et codé.

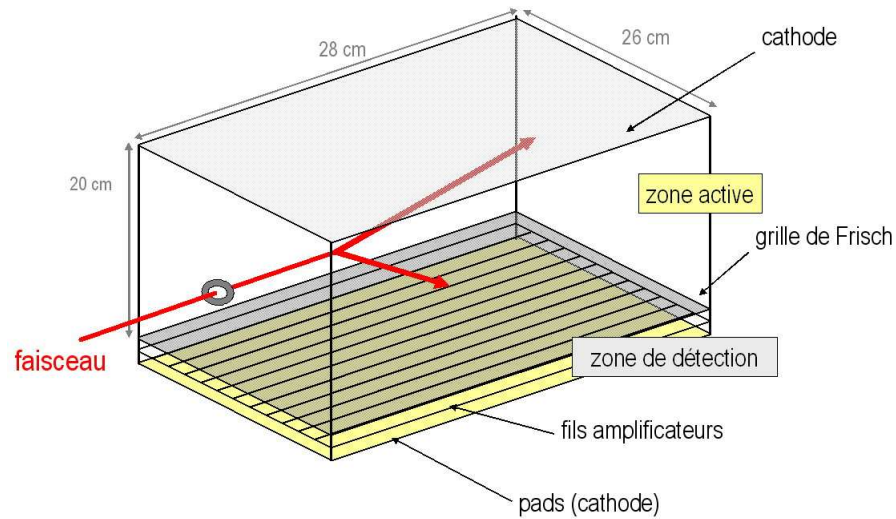


FIG. 2.9 – Vue schématique de la cible active Maya.

Le volume actif, $28 \times 26 \times 20 \text{ cm}^3$, est délimité par le plan cathodique dans sa partie supérieure et dans sa partie inférieure par une grille de Frisch dont le but est de l'isoler électriquement de la zone de détection. Le volume actif est soumis à un champ électrique dont l'homogénéité est assurée par des fils placés sur les côtés du détecteur. Le potentiel appliqué sur ces fils croît linéairement depuis la grille de Frisch, reliée à la masse, jusqu'à la cathode, dont le potentiel peut aller jusqu'à -15 kV. Le faisceau entre dans Maya par une fenêtre circulaire en Mylar de 10 mm de diamètre et de $6 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Différents gaz légers (dihydrogène H_2 , deutérium D_2 , isobutane C_4H_{10}) peuvent être utilisés dans Maya jusqu'à des pressions de 3 atm.

La zone de détection comprend un plan anodique de 32 fils amplificateurs et un plan cathodique segmenté. Les fils amplificateurs sont disposés parallèlement à l'axe du faisceau et sont divisés en deux ou trois fils connectés au même préamplificateur. La cathode est segmentée en 32×32 pads hexagonaux de 5 mm de côté. Cette structure en nid d'abeille avec trois axes de symétrie rend la reconstruction de la trajectoire indépendante de sa direction. Les pads sont alignés en rangées parallèles aux fils et donc au faisceau. A une rangée de pads correspond un groupe de fils. Les 1024 pads de la cathode sont reliés individuellement à un ensemble de GASSIPLEX [San94], circuits intégrés de type ASIC (Application Specified Integrated Circuit) développés au CERN, qui assurent chacun une lecture multiplexée de 16 voies analogiques.

Principe de fonctionnement

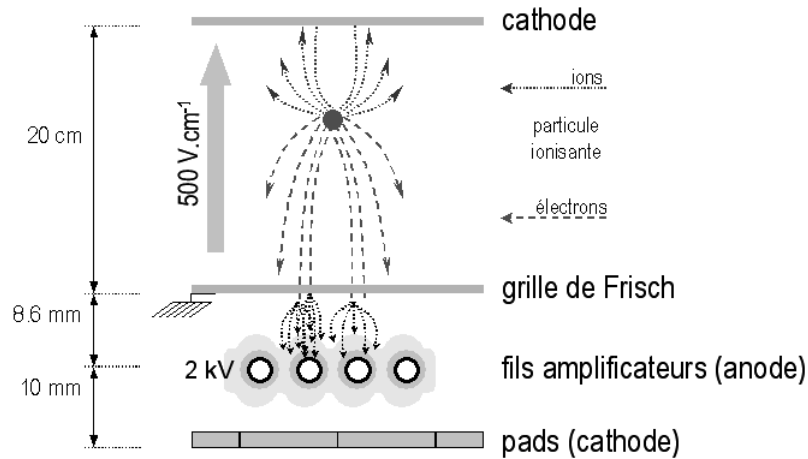


FIG. 2.10 – *Principe de fonctionnement de Maya basé sur celui des chambres à projection temporelle.*

La détection des particules dans Maya repose sur le principe de la chambre à projection temporelle présenté sur le schéma 2.10. Ce principe est proche de celui des chambres à dérive [Cha68] tout en permettant une détection en plusieurs dimensions. Une particule traversant le gaz qui remplit Maya perd une partie de son énergie initiale. Tout au long de son parcours, grâce à l'énergie déposée par la particule, le gaz est ionisé. Les ions et les électrons créés sur son passage migrent respectivement, sous l'effet du champ électrique, vers la cathode et vers les fils amplificateurs. Les électrons traversent la grille de Frisch et entrent dans la zone d'amplification. Le champ électrique généré par les fils dans cette région étant très intense, les électrons subissent une forte accélération. De nouveaux porteurs de charge sont créés et sont à leur tour fortement accélérés : il s'agit du phénomène

d'avalanche autour des fils amplificateurs. Les électrons et les ions en mouvement vont induire un signal sur les pads de la cathode. Les signaux recueillis sur les pads sont amplifiés et multiplexés par les GASSIPLEX.

Le long de la trajectoire de la particule dans le gaz deux informations sont collectées : une charge sur chaque pad et un temps sur chaque fils. La charge est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule dans le gaz et le temps est lié au temps de dérive des électrons. A partir de ces informations, la trajectoire en trois dimensions de la particule peut être reconstruite, comme nous le verrons dans le chapitre dédié au traitement des données (chap 3).



FIG. 2.11 – Photographie de la cible active Maya vue de face.

Paramètres expérimentaux

Plusieurs caractéristiques de Maya sont ajustables : nature du gaz, pression du gaz, tension appliquée sur la cathode et sur les fils, diamètre et espacement des fils. La possibilité de jouer sur ces caractéristiques font de Maya un détecteur flexible et adaptable.

Dans le but d'étudier la diffusion inélastique de ^{56}Ni sur des deutons en cinématique inverse, Maya a été remplie de deuterium gazeux pur D_2 . Le choix de la pression est dicté par la cinématique des particules d'intérêt : des deutons d'énergie comprise entre 500 keV et 2.5 MeV (fig. 2.1). La distance parcourue dans le gaz par une particule de recul dépend de son énergie initiale et de la densité du matériau traversé, donc de la pression dans le cas d'un gaz. Nous avons utilisé une pression de 1050 mbar ; la zone cinématique de détection couverte alors par Maya est représentée en grisé sur la figure 2.12 à gauche. A cette pression, Maya forme alors une cible de deuterium gazeux pur d'une épaisseur de 1.6 mg.cm^{-2} , soit une cible équivalente de CD_2 de 6.3 mg.cm^{-2} . La tension de la cathode a été réglée à 10 kV et celle des fils à 1970 V afin d'obtenir l'amplification maximale tout en évitant les claquages.

Alors que le système est optimisé en vue de détecter des deutons déposant

une très faible énergie dans Maya, le faisceau de ^{56}Ni à 50 A.MeV dépose à lui seul environ 16 MeV en traversant le détecteur. Deux plaques, visibles sur la photographie 2.11, de 2 cm de large ont été installées spécialement au dessus et en dessous de la trajectoire du faisceau sur toute la longueur de Maya. Elles sont espacées de 2 cm et portées au potentiel des fils de champ les jouxtant. Leur rôle est d'empêcher les charges induites par le passage du faisceau de migrer. Malgré cette précaution, le faisceau, qui n'était pas parfaitement aligné, induisait des charges parasites qui nous ont obligés à limiter l'intensité à 10^4 pps afin de ne pas saturer l'acquisition.

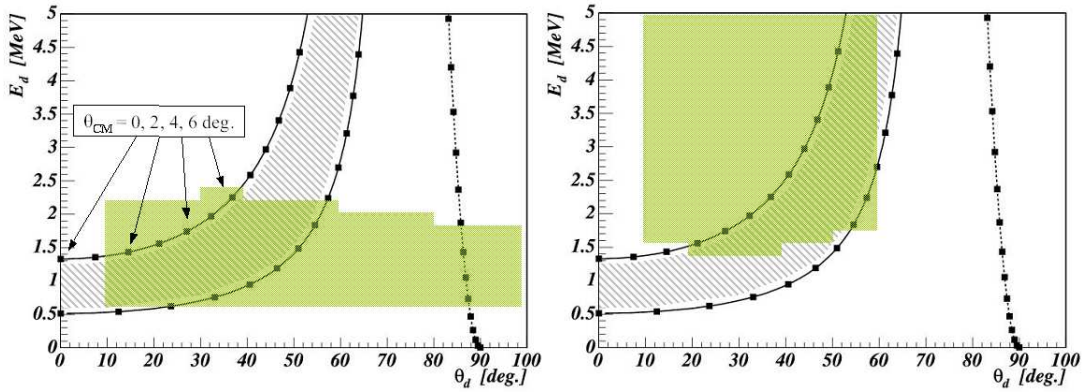


FIG. 2.12 – Cinématique des deutons dans le référentiel du laboratoire pour la réaction $^{56}\text{Ni}(d,d')$ à 50 A.MeV. La légende est identique à celle de la figure 2.1. En grisé, zones cinématiques couvertes par Maya (à gauche) et par le mur de Si (à droite).

2.3.2 Le mur Si-CsI

A une pression de 1050 mbar, les deutons d'énergie supérieure à 2 MeV environ et les autres particules légères sortent de la zone active de Maya. Ces particules sont détectées dans un ensemble de neuf détecteurs en silicium (Si) de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ et de $700 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ces détecteurs, placés 70 mm à l'arrière de Maya, sont disposés de manière à couvrir la région cinématique correspondant aux grandes énergies d'excitation du ^{56}Ni , comme le montre la figure 2.12 à droite. Un ensemble de vingt détecteurs à iodure de césium (CsI) de $500 \mu\text{m}$ est disposé derrière les Si. Afin d'aligner le diamant avec le faisceau, la moitié inférieure des CsI du bas est inutilisable et une zone de taille égale n'est pas couverte de détecteurs en haut de Maya.

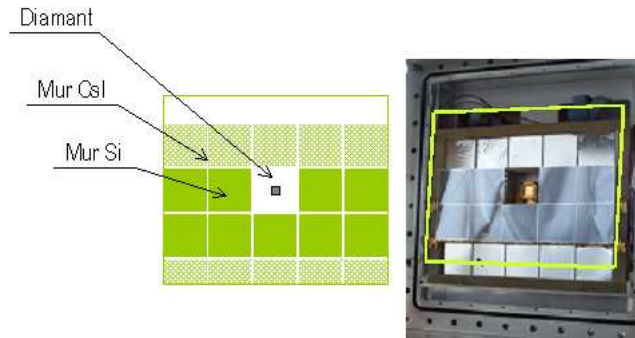


FIG. 2.13 – Schéma et photographie du mur des 9 Si et 20 CsI placés sur la face arrière de Maya.

2.3.3 Electronique

L'acquisition des données est gouvernée par le module de décision développé par le groupe d'acquisition du GANIL au standard VXI, le GMT (Ganil Master Trigger). Ce module analyse l'évènement et décide de l'accepter ou de le rejeter suivant les conditions requises par l'utilisateur. Nous avons utilisé ce module avec les entrées suivantes :

- Ou des fils de Maya exceptés les fils centraux (de 14 à 20),
- Ou des Si,
- Ou des CsI,
- Diamant % (signal divisé par $3 \cdot 10^4$).

Aucune coïncidence entre ces différents signaux n'était requise. En retour le GMT émet un signal FTA (Fast Trigger Acceptance) qui, pour déclencher l'acquisition des données, est envoyé aux modules de codage : ADC (Amplitude Digital Converter) et TDC (Time Digital Converter). Nous avons vu précédemment que les informations nécessaires à l'exploitation de l'expérience sont les temps des fils, les charges déposées sur les pads de Maya et les énergies déposées dans les Si et dans les CsI. Les deux prochains paragraphes présentent l'électronique d'acquisition de ces données.

Electronique de Maya

La figure 2.14 présente l'électronique utilisée pour les fils et les pads de Maya. Le signal issu de chacun des 32 fils de Maya est tout d'abord préamplifié, puis divisé en deux. Un des deux signaux est envoyé vers un amplificateur lent (AL) puis vers un ADC pour coder l'énergie déposée sur les fils. L'autre signal est envoyé dans un amplificateur rapide (AR) et un discriminateur à fraction constante (CFD). En sortie, le signal retardé par un module GDG (Gate and Delay Generator) est envoyé vers le stop d'un TDC, le start étant le FTA, pour coder le

temps de dérive des électrons. Ces mêmes signaux sont envoyés dans le "module Maya" qui, en faisant l'interface entre le module TRIGGER CRAMS, les fils et les GASSIPLEX, organise la lecture des pads.

Quand l'acquisition est déclenchée, le FTA est envoyé au module TRIGGER CRAMS. Ce module émet alors plusieurs signaux dont le *hold* qui est utilisé dans le "module Maya" pour générer, avec les signaux des fils, le *track & hold*. Pour chaque fil touché, le signal *track & hold* fige la valeur maximale de la charge déposée sur les pads correspondants. Cette valeur est maintenue pendant la lecture des 1024 pads soit environ 1 ms. Pendant ce temps, le TRIGGER CRAMS séquence la lecture multiplexée des GASSIPLEX. De même, leur codage dans les ADC CRAMS est séquencée par les signaux horloges *clock* et *convert*. Lorsque toutes les voies sont lues, les signaux *dreset* et *clear out* remettent à zéro les GASSIPLEX et les codeurs ADC CRAMS.

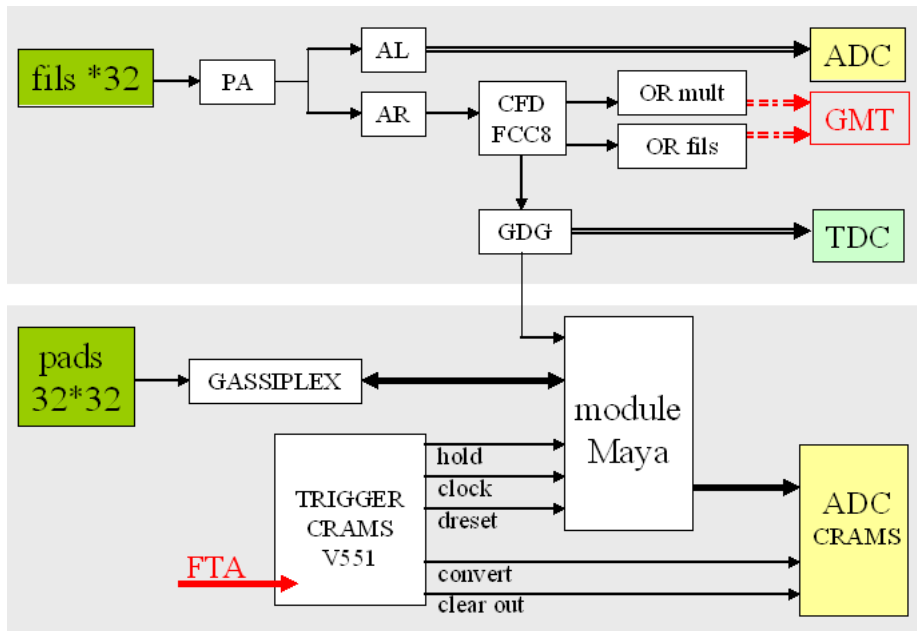


FIG. 2.14 – Schéma de l'électronique des fils et pads de Maya.

Electronique du mur de Si-CsI et du diamant

L'électronique des Si et des CsI est présentée sur le schéma 2.15. Pour chaque détecteur, le signal est préamplifié puis amplifié par un module "spectro" qui possède deux sorties. La sortie lente est envoyée vers les codeurs ADC tandis que la sortie rapide est utilisée, après passage dans un discriminateur, comme déclenchement. Le diamant est relié à une électronique typique d'un signal rapide :

préamplificateur, amplificateur rapide et discriminateur à fraction constante. Ce signal est divisé par 3.10^4 avant d'être envoyé dans le GMT.

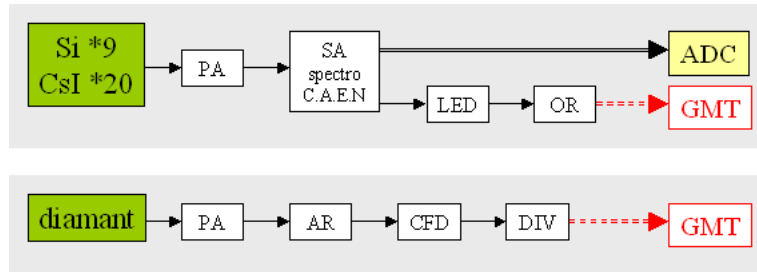


FIG. 2.15 – Schéma de l'électronique des Si, CsI et du diamant.

Chapitre 3

Traitement des données

Les conventions de notations utilisées par la suite sont présentées sur les schémas 3.2 et 3.3. Les 32 colonnes et 32 lignes de pads sont indexées respectivement par les lettres i et j . Sur chaque pad est déposée la charge $q_{i,j}$. Le faisceau centré sur le fil 17 détermine deux zones, dites gauche ($1 \leq i \leq 15$) et droite ($19 \leq i \leq 32$), du détecteur Maya. Le point $(0,0,0)$ est choisi au centre de la fenêtre d'entrée de Maya, l'axe Ox le long du faisceau et les axes Oy et Oz de manière à former un repère direct.

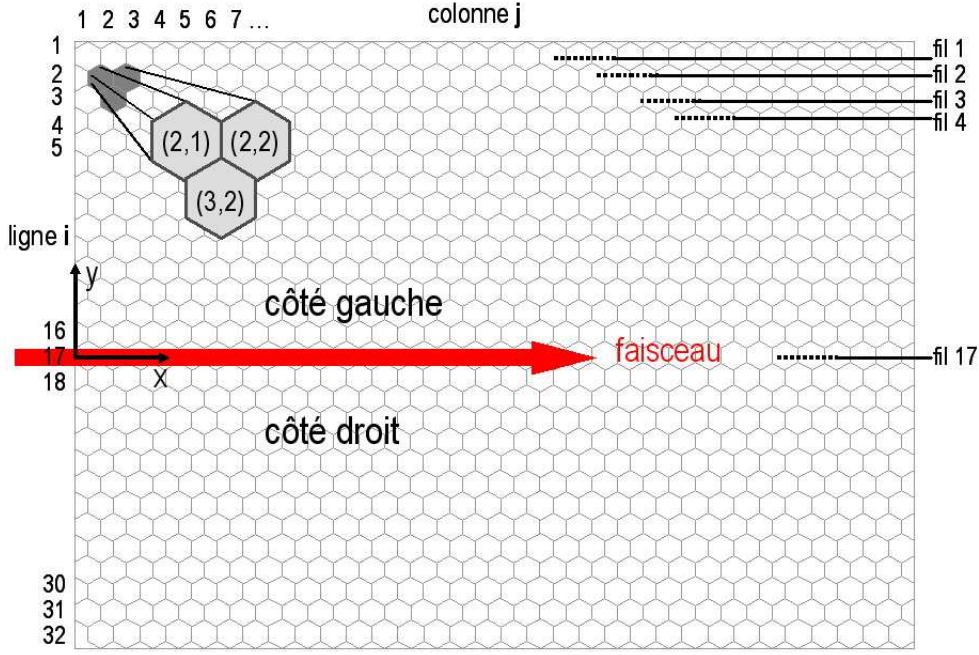


FIG. 3.2 – Conventions utilisées dans le texte relatives aux différents éléments de la cathode de Maya. Vue de dessus.

Lorsqu'une particule traverse Maya, le gaz est ionisé et les électrons produits migrent vers le plan anodique de fils amplificateurs (cf § 2.3.1). L'accélération des électrons au voisinage des fils induit une charge sur les pads de la cathode situés sous la trace. Les charges déposées sur les pads de Maya correspondent à la projection de la trajectoire sur le plan de la cathode. Elles permettent de déterminer l'angle de recul projeté sur ce plan horizontal, θ_{2d} . Les temps des fils sont utilisés pour déterminer l'angle, appelé φ , entre le plan de réaction et le plan de la cathode. Les relations géométriques entre ces différentes grandeurs, présentées sur la figure 3.3, permettent de déterminer l'angle de recul θ .

La distance parcourue dans le gaz permet de déterminer l'énergie initiale de la particule de recul. Si la particule s'arrête dans Maya, la position du pic de Bragg

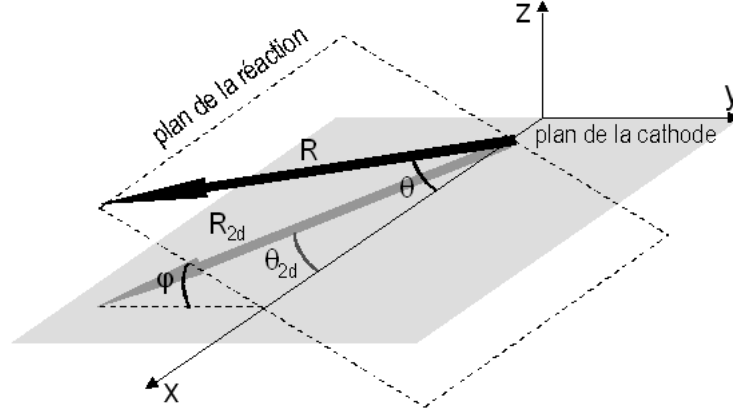


FIG. 3.3 – Relations entre l'angle et le range projetés sur le plan de la cathode, θ_{2d} et R_{2d} , et l'angle et le range de recul, θ et R . L'angle φ correspond à l'angle entre le plan de la réaction et le plan de la cathode.

au niveau des charges déposées sur la cathode donne son point d'arrêt, et donc le range projeté R_{2d} . Il est alors possible d'en déduire le range en trois dimensions, R , puis l'énergie de la particule de recul. Si la particule traverse Maya, l'énergie déposée dans le Si s'ajoute à celle perdue dans Maya.

Nous considérons par la suite deux types d'évènements : ceux détectés uniquement dans Maya, appelés évènements "Maya", et ceux détectés à la fois dans Maya et dans un détecteur Si, appelés évènements "Maya+Si". Un évènement "Maya" est une particule telle que :

- le nombre de pads touchés sur un des deux côtés est supérieur à 10,
- la particule ne sort pas de Maya : le dernier pad touché de la trajectoire est tel que $x_{i,j} \leq 245$ mm et $y_{i,j} \leq 110$ mm.

Un évènement "Maya+Si" est un noyau détecté dans Maya mais trop énergétique pour y être arrêté. Pour être détecté par un Silicium, ce noyau doit être diffusé aux angles avants et posséder une énergie suffisante pour déclencher le détecteur en question. Au niveau du traitement des données, les évènements doivent remplir trois critères pour être considérés comme "Maya+Si" :

- la particule est détectée dans Maya et son angle est reconstruit,
- le dernier pad touché est tel que $x(i, j) \geq 245$ mm,
- le détecteur Si code une énergie supérieure à son seuil.

3.2 Etalonnages

3.2.1 Pads et fils

Les signaux provenant des 1024 pads de la cathode ont été ajustés grâce à un générateur d'impulsion qui simule une induction de charge identique sur tous les pads. A cette impulsion chaque pad répond différemment, comme le montre la figure 3.4 à gauche. La procédure d'ajustement permet de déterminer les gains relatifs des amplificateurs et de corriger en conséquent les valeurs brutes : les signaux calibrés sur l'ensemble des pads sont alors identiques, comme le montre la figure 3.4 à droite. Nous avons utilisé trois signaux d'intensités différentes, auxquels s'ajoute une mesure sans induction qui correspond au piedestal. Notons qu'il ne s'agit pas d'une calibration absolue, qui donnerait une correspondance entre charge et énergie déposées, mais d'un ajustement relatif uniquement.

Les différentes voies des quatre TDC utilisés ont été calibrées par un module Time Calibrator qui génère des impulsions périodiques dont les caractéristiques sont connues : les impulsions sont générées toutes les $2.5 \mu\text{s}$ pendant $40 \mu\text{s}$. Grâce à une régression linéaire, pour chaque fil, l'étalonnage canal-temps est obtenu.

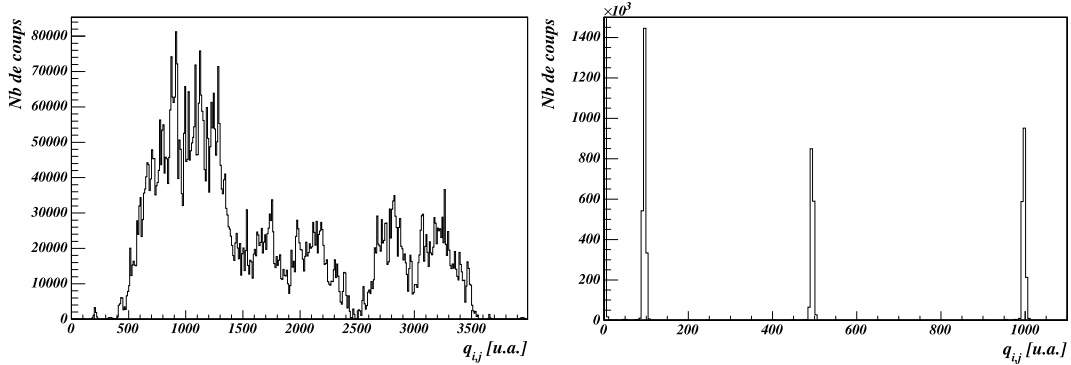


FIG. 3.4 – Réponses de l'ensemble des pads de Maya au générateur d'impulsion : à gauche, réponses brutes et à droite, réponses calibrées.

3.2.2 Vitesse de dérive des électrons

Les distances de dérive des électrons produits le long d'une trace sont utilisées pour reconstruire le plan de réaction (voir paragraphe 3.3.2) et obtenir ainsi la trajectoire de la particule de recul en trois dimensions. L'information utilisée est le signal codé pour chaque fil par les TDC (Time Digital Converter). Il s'agit du temps entre le signal *start* provenant du GMT et le signal *stop*, le signal du fil lui-même. Les différents déclenchements utilisés (fils de Maya, détecteurs Si, diamant) sont détaillés sur les schémas d'électronique (cf chapitre 2, figures 2.14

et 2.15). Nous verrons par la suite que ce sont les distances de dérive relatives qui permettent de reconstruire le plan de réaction. La référence en temps importe peu mais il est nécessaire de connaître la vitesse de dérive des électrons afin de faire correspondre une distance au temps codé. La vitesse de dérive des électrons dans un gaz dépend de la nature et de la pression du gaz, de la valeur champ électrique imposé et, dans une moindre mesure, de la température. Il est donc nécessaire d'établir sa valeur dans les conditions de l'expérience.

La vitesse de dérive des électrons dans Maya, V_d , est déterminée dans un cas où la distance de dérive est bien connue, tel que celui présenté sur le schéma 3.5. Dans cette configuration, Maya est tournée dans le plan horizontal d'un angle de 13 deg. afin de détecter directement les noyaux du faisceau incident. La distance de dérive est connue : elle correspond à la distance entre le plan du faisceau et les fils amplificateurs à la taille de la fenêtre d'entrée de Maya près, soit 110 ± 5 mm. Le déclenchement de l'acquisition est effectué par les Si. Le temps de traitement du GMT (de l'ordre de 100 ns) étant négligeable par rapport au temps de dérive des électrons ($\approx 20 \mu\text{s}$), le temps codé pour un fil correspond au temps de dérive T_d auquel s'ajoute le retard D imposé au signal provenant de ce fil.

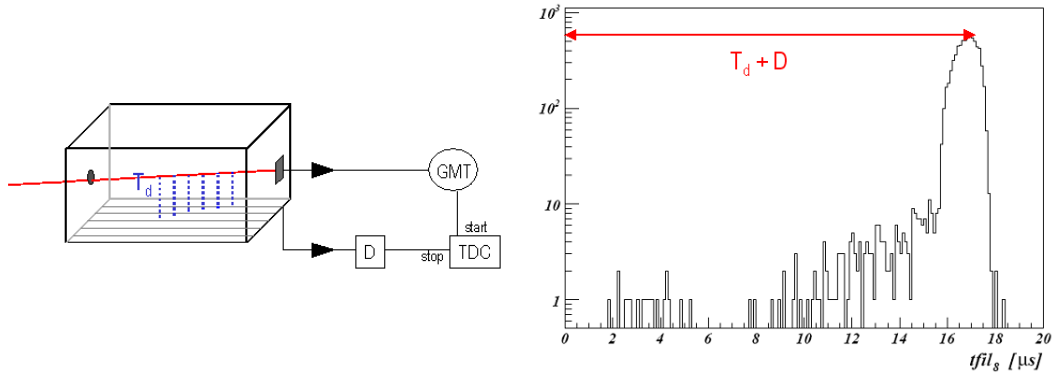


FIG. 3.5 – *A gauche, schéma du dispositif utilisé pour déterminer V_d : le faisceau entre dans Maya avec un angle de 13 deg., déclenchement par les Si. A droite, spectre obtenu pour le fil 8.*

Reste alors à déterminer la valeur du retard D . Pour ce faire, l'acquisition est déclenchée par les fils eux-mêmes (schéma 3.6). La valeur codée par le fil qui déclenche l'acquisition correspond à la valeur du retard D . Un exemple de spectre en temps pour le fil 8 est donné sur la figure 3.6. En appliquant cette méthode à l'ensemble des fils touchés, la vitesse de dérive est évaluée à $V_d = 7.2 \pm 1.0 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. L'incertitude provient à la fois de la dispersion des valeurs provenant des différents fils ainsi que de l'incertitude sur la distance de dérive.

La valeur de la vitesse de dérive des électrons trouvée expérimentalement peut être comparée à celle tabulée pour un gaz de deutérium [Pei84] représentée sur la figure 3.7. La différence de potentiel appliquée entre l'anode et la cathode de

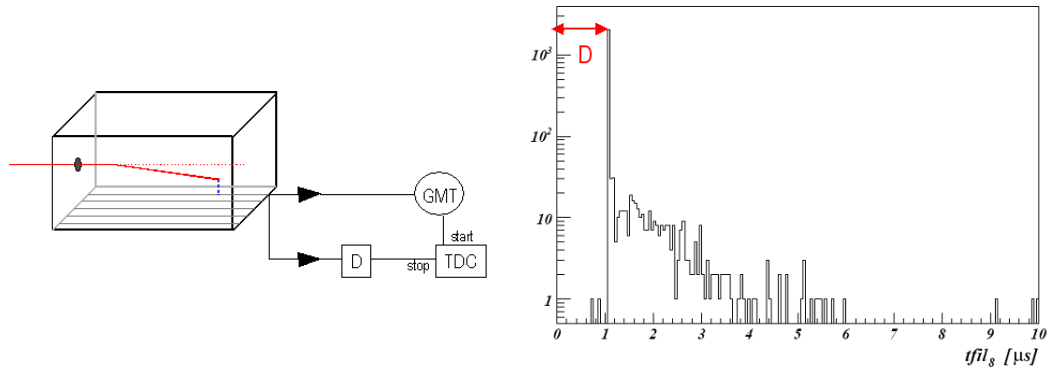


FIG. 3.6 – A gauche schéma du dispositif utilisé pour déterminer le retard stop D et, à droite, spectre obtenu pour le fil8. Le déclenchement est effectué par les fils.

10 kV et la pression de 1050 mbar donnent une vitesse de dérive comprise entre 7 et 8 $\text{mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$, compatible avec celle trouvée expérimentalement. Une troisième méthode, qui utilise la position reconstruite des détecteurs Si à partir des données expérimentales, est décrite au paragraphe 3.4.2. Elle a permis d'estimer la valeur de la vitesse de dérive à 8.5 $\text{mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$, valeur que nous avons utilisée dans le traitement des données.

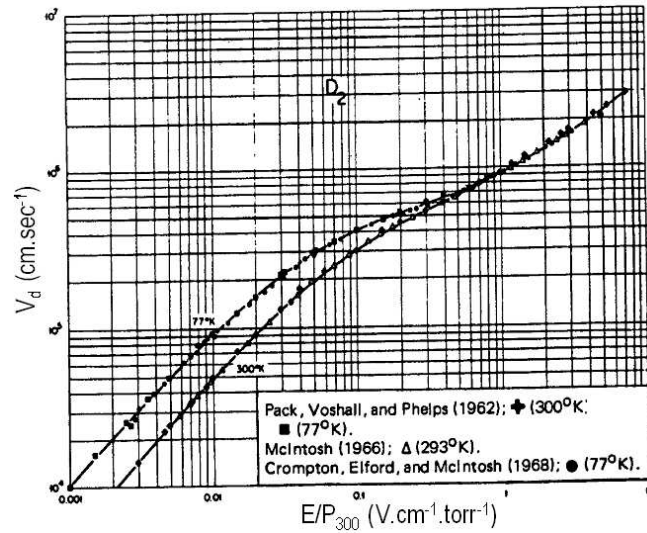


FIG. 3.7 – Vitesse de dérive des électrons dans du gaz de deuterium en fonction du champ électrique appliqué, extrait de [Pei84]. Dans les conditions de l'expérience, $E/P_{300} = 0.65 \text{ V cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}$.

3.2.3 Détecteurs Silicium

Les neuf détecteurs en silicium ont été étalonnés en énergie avec une source α placée au niveau de la fenêtre d'entrée de Maya sous vide. La source α est composée de ^{239}Pu , de ^{241}Am et de ^{244}Cm . Les raies de décroissance majoritaires de ces noyaux ont des énergies respectives de 5.16, 5.48 et 5.81 MeV si bien que toutes les particules α s'arrêtent dans les détecteurs.

L'étalonnage est effectué par régression linéaire en considérant uniquement les trois pics α . La figure 3.8 présente un spectre brut obtenu avec la source α et le spectre après étalonnage pour l'ensemble des détecteurs. La résolution du mur de Si est estimée grâce à un fit gaussien des pics : la largeur à mi-hauteur (FWHM) obtenue est 70 keV.

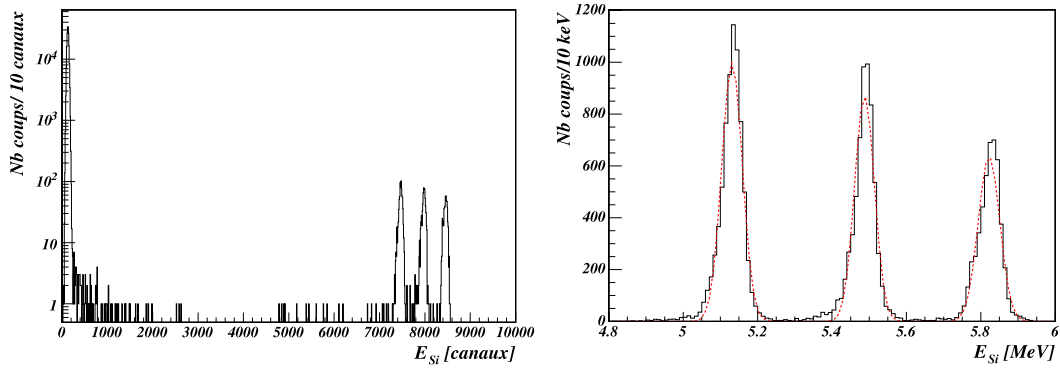


FIG. 3.8 – A gauche, spectre brut d'un détecteur Si avec la source α . A droite, spectre après étalonnage pour les 9 détecteurs Si avec un fit gaussien sur chaque pic (ligne pointillée).

3.3 Angle de recul

Dans un premier temps, à partir des charges collectées sur les pads, l'angle de recul projeté sur le plan de la cathode, θ_{2d} , est reconstruit. Ensuite, connaissant le temps de dérive des électrons depuis leur formation le long de la trace jusqu'au plan des fils amplificateurs, l'angle φ , entre le plan de la cathode et le plan de réaction, est déterminé. Ces notations sont présentées schématiquement sur la figure 3.3. La relation géométrique

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta_{2d}}{\sqrt{1 + \sin^2 \theta_{2d} \tan^2 \varphi}} \quad (3.1)$$

entre les angles projetés θ_{2d} et φ donne l'angle de recul en trois dimensions θ .

3.3.1 Angle projeté sur le plan de la cathode

La trajectoire, au niveau des pads, se matérialise par un ensemble de points de coordonnées (x_n, y_n) , centres des pads et de charge q_n (figure 3.9). La direction θ_{2d} de la particule dans le plan des pads est déterminée par la méthode des moindres carrés appliquée à cet ensemble de points. La droite $y = ax + b$ est choisie de manière à minimiser les distances perpendiculaires d_n :

$$d_n^2 = \frac{(y_n - (ax_n + b))^2}{1 + a^2}. \quad (3.2)$$

En considérant les distances perpendiculaires, les incertitudes selon l'axe x et celles selon l'axe y sont traitées de façon totalement identique.

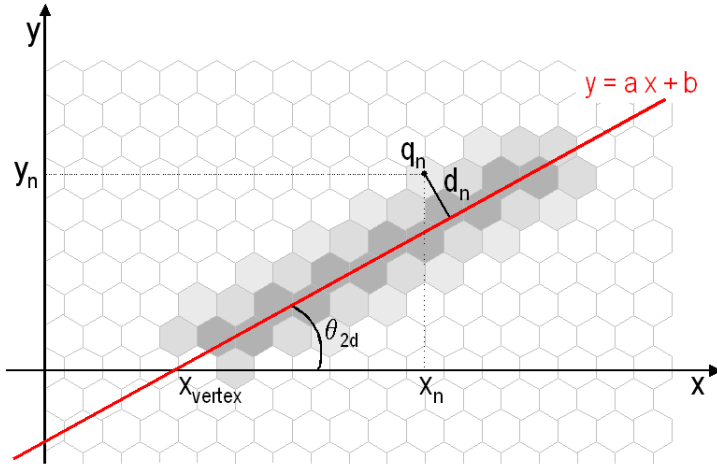


FIG. 3.9 – Schéma du principe de recherche de l'angle θ_{2d} dans le plan de la cathode : la procédure minimise les distances perpendiculaires d_n pondérées par les charges q_n déposées sur chacun des pads.

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. Pour tenir compte de cet effet lors de la recherche de la droite, les distances d_n sont pondérées par des coefficients : les charges q_n . Dans la recherche de signaux proches du seuil de détection, cette procédure donne plus d'importance aux signaux qui sortent nettement du bruit. Notons que cette méthode donne plus de poids à la fin de la trace au niveau du pic de Bragg. Les paramètres a et b sont déterminés en minimisant la quantité χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_n \frac{q_n}{Q} d_n^2 \quad (3.3)$$

où Q est la charge déposée sur l'ensemble des pads :

$$Q = \sum_n q_n. \quad (3.4)$$

On obtient alors le coefficient directeur de la droite, relié à l'angle θ_{2d} ¹ :

$$a = \tan \theta_{2d} = \frac{\sigma_y^2 - \sigma_x^2}{2\sigma_{xy}} + \sqrt{\left(\frac{\sigma_y^2 - \sigma_x^2}{2\sigma_{xy}}\right)^2 + 1} \quad (3.5)$$

et l'ordonnée à l'origine

$$b = -aE_x + E_y. \quad (3.6)$$

Cette procédure est appliquée deux fois. Dans un premier temps, χ^2 est calculé en considérant seulement les N pads non isolés, c'est-à-dire les pads entourés d'au moins trois pads voisins dont les charges sont non nulles. Dans un deuxième temps les pads isolés tels que $d_n \leq 2\delta_r$ ($\delta_r = \sqrt{\chi^2/(N-2)}$ est l'écart type résiduel) sont réintroduits dans la procédure de minimisation. Il s'agit d'éviter dans la minimisation les pads qui ne fonctionnent pas correctement.

En considérant les données prises avec Maya tournée de 13 deg. dans le plan horizontal, la trace du faisceau reconstruite selon cette méthode, donne un angle $\theta_{2d} = 12.91 \pm 0.26$ deg. Les erreurs sur la détermination de θ_{2d} sont dues à la taille finie des pads qui est négligée, à la fluctuation signal sur bruit, au seuil de détection des pads (~ 10 canaux) et à la méthode de régression elle-même qui est d'autant moins précise que le nombre de points considérés est petit. Pour quantifier l'erreur induite sur θ_{2d} , nous avons procédé à une méthode d'échantillonnage : un événement physique donné est régénéré informatiquement un grand nombre de fois en faisant varier aléatoirement la position du centre des pads touchés (± 2.5 mm) et les valeurs des charges déposées (± 1 canal) autour de leur valeur initiale. Cette méthode donne une incertitude sur θ_{2d} comprise entre ± 1 deg. environ pour les petits angles et ± 6 deg. pour la diffusion à 90 deg. En considérant la diffusion élastique de deutons, présentée par la suite sur la figure 3.20 (cf § 3.6), nous retrouvons cette dispersion à 90 deg.

Le lieu de la réaction entre le faisceau de ^{56}Ni et un deuton de Maya est appelé vertex de la réaction. Il s'agit de l'intersection entre la trajectoire de la particule projetée sur le plan de la cathode, déterminée précédemment, et l'axe du faisceau, l'axe Ox (voir figure 3.9). La distance du vertex à la fenêtre d'entrée est notée X_{vertex} . L'erreur sur X_{vertex} provient de celle sur θ_{2d} ; elle est donc comprise entre 2 mm pour les grands angles de diffusion et 22 mm pour les petits angles.

¹ E_x est l'espérance mathématique reliée à la quantité x ($E_x = \sum_n q_n x_n / Q$) et σ_x est la variance ($\sigma_x^2 = E_{x^2} - E_x^2$)

3.3.2 Plan de réaction

Les produits d'une réaction à deux corps ont des trajectoires appartenant à un plan formant un angle, appelé φ , avec celui de la cathode (figure 3.3). L'angle φ est 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.

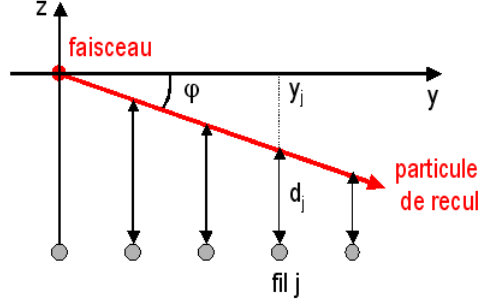


FIG. 3.10 – Vue schématique en coupe, c'est-à-dire dans le plan (y, z) , d'une réaction dans Maya. Les électrons créés par la particule de recul migrent vers les fils amplificateurs. Les distances de dérive permettent de reconstruire l'angle du plan de réaction, φ .

Chaque fil j situé sous une trace, de position y_j , enregistre un temps t_j qui correspond à la distance de dérive d_j (figure 3.10) :

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

où V_d est la vitesse de dérive des électrons.

Si au moins trois fils sont touchés, une régression linéaire sur l'ensemble des points (y_j, d_j) détermine la distance de dérive en fonction de la position transverse :

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

où l'angle φ est directement relié au coefficient directeur a' . L'erreur, $\delta_{a'}$, sur le coefficient directeur s'exprime analytiquement :

$$\delta_{a'}^2 = \frac{\chi^2}{(n_{fil} - 2)n_{fil}\sigma_y^2} \quad (3.9)$$

en fonction du χ^2 , du nombre de fils touchés n_{fil} et de la variance des positions des fils $\sigma_y^2 = \bar{y}^2 - \bar{y}^2$. Pour l'ensemble des événements considérés, l'incertitude induite sur l'angle est inférieure à 3 deg.

3.4 Energie de recul

L'énergie de recul d'un évènement "Maya" correspond à l'énergie perdue en traversant le deuterium gazeux qui emplit Maya. Pour un évènement "Maya+Si", il faut lui ajouter l'énergie déposée dans le Si.

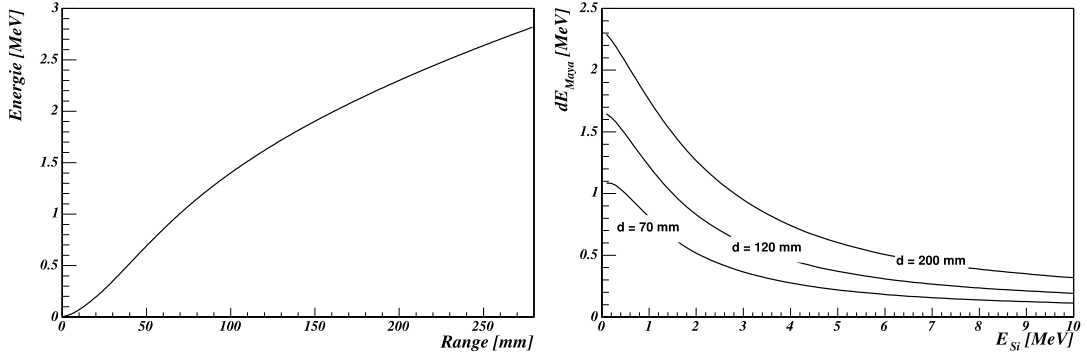


FIG. 3.11 – A gauche, énergie d'un deuteron de recul en fonction de son range dans Maya. A droite, énergie perdue dans Maya par un deuteron en fonction de l'énergie déposée dans un détecteur Si pour diverses distances parcourues dans le gaz. Courbes établies à partir de la référence [Nor70] dans du deuterium gazeux à 1050 mbar.

Dans les deux cas, déterminer l'énergie de recul passe, dans un premier temps, par déterminer la distance parcourue dans Maya. Cette étape est décrite pour les évènements "Maya" dans le paragraphe 3.4.1 et pour les évènements "Maya+Si" dans le paragraphe 3.4.2.

En outre, la relation de Bethe-Bloch

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (3.10)$$

montre que la perte d'énergie d'une particule dans un matériau donné dépend aussi de la nature de la particule : masse A et charge Z . Nous verrons dans le paragraphe 3.4.3 les méthodes d'identification des particules de recul ainsi que les problèmes rencontrés.

Une fois les particules identifiées, la correspondance entre la distance parcourue et l'énergie déposée dans le gaz peut être établie grâce aux tables de Northcliff et Schilling [Nor70]. Pour les évènements "Maya", ces tables permettent de déterminer directement l'énergie totale de la particule en fonction de son range (figure 3.11, à gauche). Pour les évènements "Maya+Si", l'énergie perdue dans le gaz, dE_{maya} , est reconstruite à partir du parcours dans le gaz, d , et de l'énergie perdue dans le Si, E_{Si} (figure 3.11, à droite).

3.4.1 Calcul du range

Quand une particule perd toute son énergie dans le gaz de Maya et s'y arrête, la distance parcourue est appelée range. Le range est tout d'abord déterminé dans le plan de la cathode (R_{2d}) grâce aux charges déposées sur les pads. La troisième dimension est ensuite donnée par les relations géométriques présentées précédemment sur la figure 3.3 :

$$R = R_{2d} \sqrt{1 + \sin^2 \theta_{2d} \tan^2 \varphi}. \quad (3.11)$$

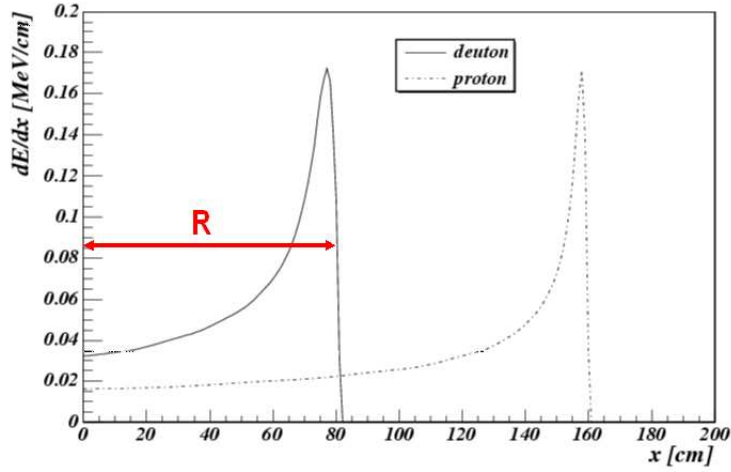


FIG. 3.12 – Perte d'énergie d'un deuton et d'un proton de 5 MeV le long de leur trajectoire dans du deutérium gazeux à 1050 mbar. Le pic en fin de trajectoire est appelé pic de Bragg. Le point d'arrêt du deuton est choisi comme le maximum de la dérivée et permet de déterminer le range de la particule, représenté sur la figure pour le deuton.

Le profil de l'énergie perdue par une particule traversant un milieu est sensiblement constant en début de trajectoire et présente un pic en fin de trajectoire : le pic de Bragg, visible sur la figure 3.12. Dans ce travail, le point d'arrêt d'une particule dans Maya est défini comme l'endroit où la dérivée de la charge déposée au niveau du pic de Bragg est maximale. Les charges codées par les pads de Maya le long de la trajectoire sont proportionnelles à l'énergie perdue par la particule. Il s'agit donc tout d'abord de déterminer le profil de la charge déposée par rapport à la distance au vertex r , appelé $Q(r)$. Nous chercherons ensuite la dérivée de $Q(r)$ qui définit le point d'arrêt.

Les traces dans Maya présentent une certaine largeur due au principe même de détection. Idéalement, $Q(r)$ serait la somme des charges déposées perpendiculairement à la trace dans la largeur dr infinitésimale autour r . Afin de se rapprocher le plus possible de cette situation, tout en tenant compte de la discrétisation en pads et de la géométrie en nid d'abeille de la cathode de Maya, les charges sont ajoutées selon une direction privilégiée du système qui dépend de l'angle θ_{2d} . La figure 3.13 présente un exemple de calcul du profil de la charge ainsi que les différents axes. Pour la partie gauche de Maya par exemple, les axes sont choisis de la façon suivante :

- axe 1 : $0 \leq \theta_{2d} \leq 60$ deg.
- axe 2 : $60 \leq \theta_{2d} \leq 120$ deg.
- axe 3 : $120 \leq \theta_{2d} \leq 180$ deg.

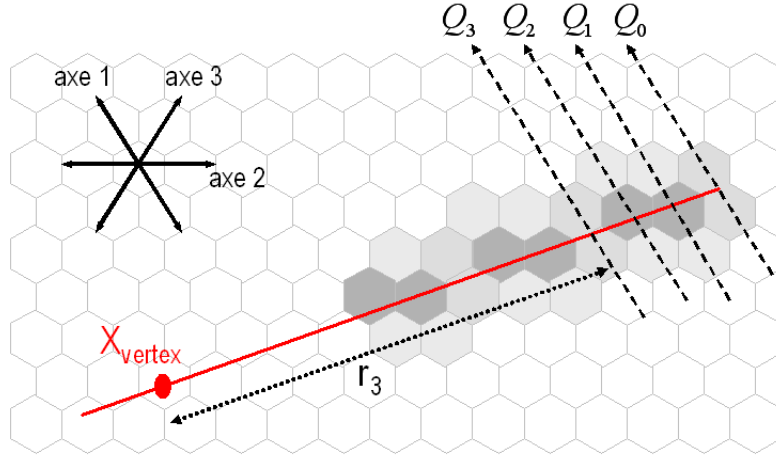


FIG. 3.13 – Axes utilisés pour déterminer le profil de la charge déposée par la particule de recul. Exemple du calcul des Q_n selon l'axe 1 pour une particule dont l'angle θ_{2d} est inférieur à 60 deg.

L'intersection entre l'axe choisi et la trajectoire permet de définir la distance r_n au vertex. Afin de déterminer le point d'arrêt, une dérivée numérique de la charge déposée le long de la trace est effectuée : $dQ_n = Q_n - Q_{n+1}$ et affectée à la distance moyenne $\tilde{r}_n = (r_n - r_{n+1})/2$. La figure 3.14 présente schématiquement cette méthode. Le point d'arrêt dans le gaz est défini comme le maximum de la dérivée du profil de charge et donne directement le range projeté R_{2d} . Etant donné que la dérivée numérique est fortement discrétisée et que les signaux que nous recherchons sont faibles, le nombre de points en fin de trace tels que dQ_n est positif est de l'ordre de 2 ou 3. Nous rejetons alors les événements tels que $n \leq 5$

et nous choisissons simplement le range comme le barycentre pondéré suivant :

$$R_{2d} = \frac{\sum_n dQ_n \tilde{r}_n}{\sum_n dQ_n}, \quad dQ_n \geq 0. \quad (3.12)$$

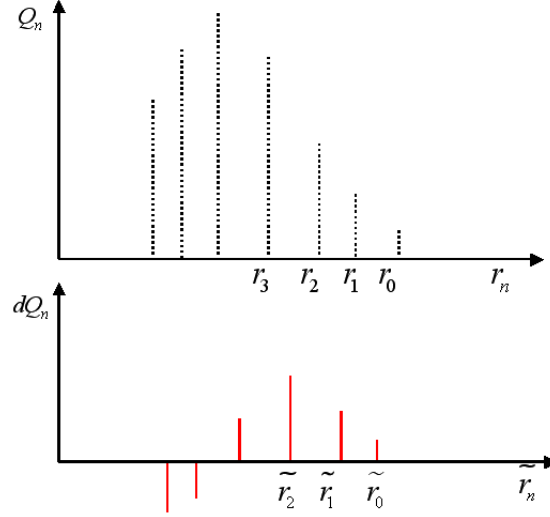


FIG. 3.14 – *Profil virtuel de la charge déposée, Q_n , et de la dérivée numérique, dQ_n , en fin de trace au niveau du pic de Bragg.*

Nous cherchons à traiter des signaux de faible intensité, à la limite du seuil de déclenchement des pads. La fluctuation au niveau d'une somme dQ_n peut atteindre 50%, le nombre de pads participant à la somme variant de 1 à 3 dans certains cas, à cause des pads externes de la trajectoire. De même, la fin de la trace n'est pas systématiquement codée. Les incertitudes sur la détermination du point d'arrêt, que nous estimons à la taille d'un pad environ (~ 7 mm), sont essentiellement liées au seuil de déclenchement des pads.

3.4.2 Point d'arrêt sur les Si

La perte d'énergie dans Maya d'une particule "Maya+Si" est liée à la distance parcourue dans le gaz. Connaissant l'angle de recul, il est possible de reconstruire le point d'impact de la particule qui sort de Maya sur le plan vertical des Si, placés 70 mm après Maya.

Concernant la reconstruction de la trajectoire, ces évènements constituent un test : en prolongeant la trajectoire de ces noyaux jusqu'au plan des détecteurs Si, on doit retrouver la position et la forme du détecteur Si considéré. La figure 3.15

en montre un exemple. D'après les conventions adoptées, le faisceau correspond au point origine de cette figure et le détecteur Si considéré, un carré de $50 \times 50 \text{ mm}^2$, est centré en $(-50 \text{ mm}; 100 \text{ mm})$. La forme du détecteur est reproduite ainsi que la position horizontale à 5 mm près. Ceci atteste la pertinence de la méthode employée pour déterminer l'angle de recul dans le plan des pads. Cependant, pour retrouver la position verticale du détecteur, nous avons dû prendre comme vitesse de dérive des électrons $V_d = 8.5 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Cette valeur, que nous avons utilisée par la suite dans le traitement des données, est supérieure à celle déterminée précédemment : $V_d = 7.2 \pm 1.0 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$.

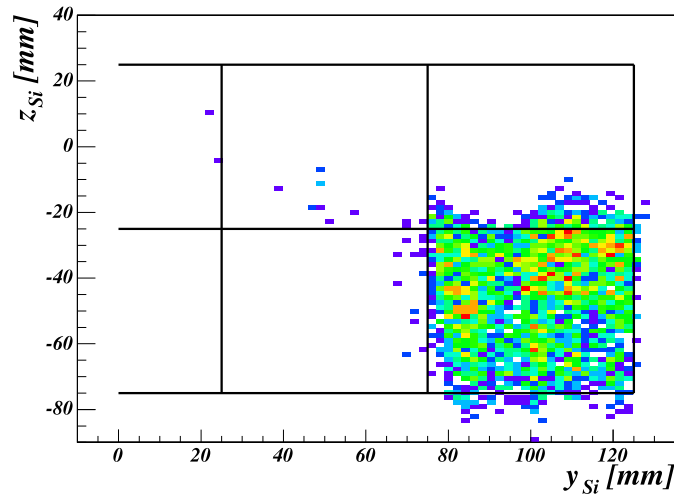


FIG. 3.15 – Points d'arrêt (y_{Si}, z_{Si}) des particules sortant de Maya et détectées dans le Si 5 calculés avec une vitesse de dérive de $8.5 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Les lignes correspondent aux limites mécaniques des détecteurs Si.

3.4.3 Identification des particules

L'identification des particules dans Maya se fait grâce à la relation, obtenue à partir de la formule de Bethe-Bloch (3.10), entre le range R et la charge totale déposée dans Maya Q :

$$R \propto \frac{Q^2}{AZ^2}. \quad (3.13)$$

Cette relation montre qu'en traçant une matrice (R, Q) , il est en principe possible de séparer les particules produites qui correspondent chacune à une parabole différente. Cette matrice d'identification est représentée sur la figure 3.16 à gauche. Nous distinguons les particules telles que $Z=1$ ainsi qu'une "banane" de

particules plus lourdes. Ces dernières sont des produits de réaction de diffusion ou de fragmentation du faisceau incident de ^{56}Ni sur la fenêtre d'entrée de Maya composée de mylar (film polyester). Par la suite, les événements provenant de la fenêtre d'entrée de Maya seront écartés du traitement et de l'analyse des données grâce à cette sélection sur le lieu de réaction : $X_{vertex} \geq 80$ mm (figure 3.16 à droite).

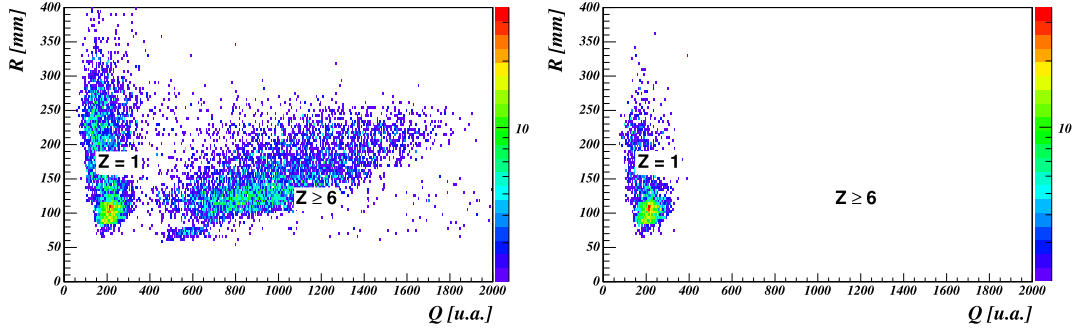


FIG. 3.16 – Matrices d'identification des événements "Maya" : range en fonction de la charge totale déposée dans le détecteur. A gauche, tous les événements "Maya" et, à droite, coupure $X_{vertex} \geq 80$ mm.

Nous avons pris des données avec Maya tournée de 13 deg. dans le plan horizontal. Dans ces conditions, le faisceau de 50 A.MeV n'est pas caché par les plaques prévues à cet effet et l'induction, en début de trace sur une rangée de pads selon l'axe 1, est alors de 298 ± 22 u.a. Cette valeur peut être comparée à la charge déposée au niveau du pic de Bragg pour une particule $Z=1$ détectée dans Maya : 41 ± 23 u.a. Le rapport entre ces valeurs vaut 7.6 ± 3.9 . Si on considère les mêmes quantités données par le programme LISE [Baz02] (19.5 MeV/(mg.cm²) pour le faisceau et 2.6 MeV/(mg.cm²) pour le pic de Bragg de l'hydrogène) alors le rapport de 7.5 confirme que nous considérons bien des isotopes d'hydrogène : protons et deutons.

Les particules qui s'arrêtent dans un Si sont identifiées en traçant la perte d'énergie dans Maya en fonction de l'énergie déposée dans le Si : (dE_{Maya}, E_{Si}) . La perte d'énergie dans Maya est calculée en faisant la somme des charges déposées sur les pads des sept dernières rangées touchées selon l'axe 1 (voir la définition des axes sur la figure 3.13). La matrice d'identification (dE_{Maya}, E_{Si}) représentée sur la figure 3.17 permet de séparer les particules $Z=1$ de celles provenant de la fenêtre d'entrée. Remarquons que pour séparer protons et deutons, cette méthode nécessiterait, pour une énergie de 2 MeV dans le Si, une résolution de 250 keV sur l'énergie déposée dans les 0.53 mg.cm⁻² de deutérium gazeux considérés.

Grâce aux matrices (R, Q) et (dE_{Maya}, E_{Si}) , les particules $Z=1$ sont identifiées mais la résolution obtenue ne permet pas de distinguer les protons des deutons.

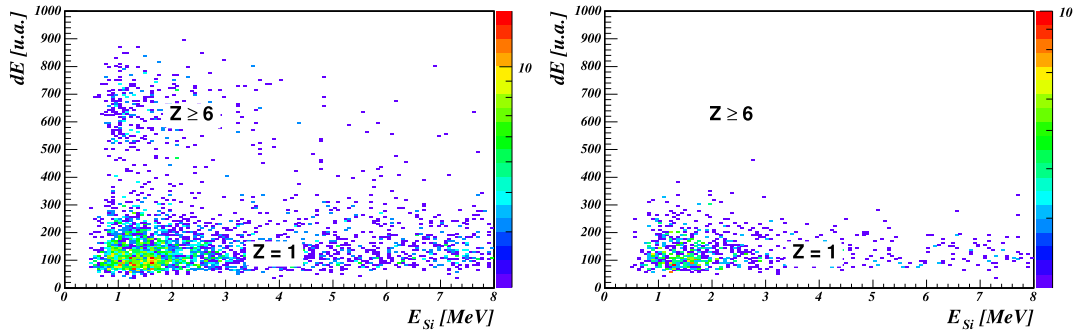


FIG. 3.17 – Matrices d’identification des évènements ”Maya+Si” : charge totale déposée dans Maya sur 61 mm en fonction de l’énergie perdue dans les Si. A gauche, tous les évènements ”Maya” et, à droite, coupure $X_{\text{vertex}} \geq 80$ mm.

En raison d’une amplification trop faible des signaux, la charge perdue le long de la trajectoire est de l’ordre du seuil de détection. Ceci induit une forte fluctuation au niveau de la charge totale Q et de la charge partielle dE_{maya} déposées dans Maya, variables utilisées pour construire les matrices d’identification. De plus, nous avons vu que l’incertitude sur la détermination du range pouvait aller jusqu’à 25 mm environ. Afin de s’affranchir du range dans l’identification, nous avons essayé d’appliquer à Maya le principe du télescope $dE - E$ utilisé pour les Si : nous avons tracé le dépôt d’énergie sur 20 mm en fonction de l’énergie perdue sur le reste de la trajectoire. Nous retrouvons un résultat comparable au niveau de l’identification. Dans ce problème d’identification, les plaques destinées à cacher le faisceau sont également en cause. En effet, pour les grands ranges, qui géométriquement correspondent aux petits angles de recul, le début de la trajectoire de la particule de recul est caché par les plaques. Ceci peut expliquer la diminution de Q en fonction de R pour les particules $Z=1$, alors qu’un effet inverse est attendu. Nous avons essayé sans succès d’estimer et de corriger la perte d’énergie sous les plaques.

Etant donné que l’identification des protons n’est pas possible, ils seront donc traités par la suite comme des deutons : l’énergie d’une particule de recul identifiée $Z=1$ sera calculée à partir de son range en fonction des tables [Nor70] comme s’il s’agissait d’un deuton. Nous n’attendons pas de protons provenant de la réaction de transfert d’un neutron $^{56}\text{Ni}(d,p)$. Selon la cinématique de cette réaction, les protons ont une énergie minimum de 10 MeV environ et sont trop énergétiques pour être détectés par notre dispositif. Cependant, compte-tenu de sa faible énergie de liaison, 2.2 MeV, le deuton doit se casser en un proton et un neutron ; le breakup sera estimé par la suite (cf § 3.7).

3.5 Efficacité géométrique

L'efficacité géométrique du système de détection comprenant le détecteur Maya et le mur des neuf Si a été estimée par une simulation Montecarlo. Un grand nombre d'évènements sont tirés selon une section efficace uniforme dans le référentiel du centre de masse de la réaction $^{56}\text{Ni}(d,d')$. L'angle azimutal, φ , est également réparti uniformément ainsi que le point de réaction, X_{vertex} , dans la cible afin de simuler l'épaisseur de Maya :

- $-10 \text{ MeV} \leq E^* \leq 50 \text{ MeV}$,
- $0 \text{ deg.} \leq \theta_{cm} \leq 12 \text{ deg.}$,
- $-180 \text{ deg.} \leq \varphi \leq 180 \text{ deg.}$,
- $80 \text{ mm} \leq X_{vertex} \leq 280 \text{ mm.}$

L'énergie et l'angle de diffusion de chaque deuton dans le référentiel du laboratoire sont calculés. Le range dans du deutérium gazeux à 1050 mbar est ensuite déduit grâce aux tables de perte d'énergie [Nor70] utilisées dans le traitement des données expérimentales et les coordonnées du point d'arrêt du deuton sont notées (x_a, y_a, z_a) . Selon les mêmes critères de sélection géométrique que dans le traitement des données expérimentales, nous déterminons si le deuton simulé est détectable géométriquement :

Pour tous les évènements :

- Seule la partie gauche de Maya a été traitée : $-90 \text{ deg.} \leq \varphi \leq 90 \text{ deg.}$
- A cause des plaques destinées à cacher le faisceau, nous ne conservons que les évènements tels que $-45 \text{ deg.} \leq \varphi \leq 45 \text{ deg.}$
- Seules les particules diffusées à l'avant sont considérées : $\theta_{2d} \leq 95 \text{ deg.}$
- La trajectoire des deutons doit sortir des plaques : $y_a \geq 10 \text{ mm}$ et $z_a \geq 10 \text{ mm.}$

Evènement "Maya" :

- Le deuton doit s'arrêter dans le détecteur : $x_a \leq 245 \text{ mm}$, $y_a \leq 110 \text{ mm}$ et $z_a \leq 100 \text{ mm.}$

Evènement "Maya+Si" :

- Le deuton atteint le plan des siliciums, placé 70 mm à l'arrière de Maya : $x_a \geq 350 \text{ mm.}$
- Les coordonnées du point d'impact sur le mur de Silicium, (y_{Si}, z_{Si}) , correspondent à un détecteur (de la partie gauche) : $25 \text{ mm} \leq y_{Si} \leq 125 \text{ mm}$ et $-75 \text{ mm} \leq z_{Si} \leq 25 \text{ mm.}$

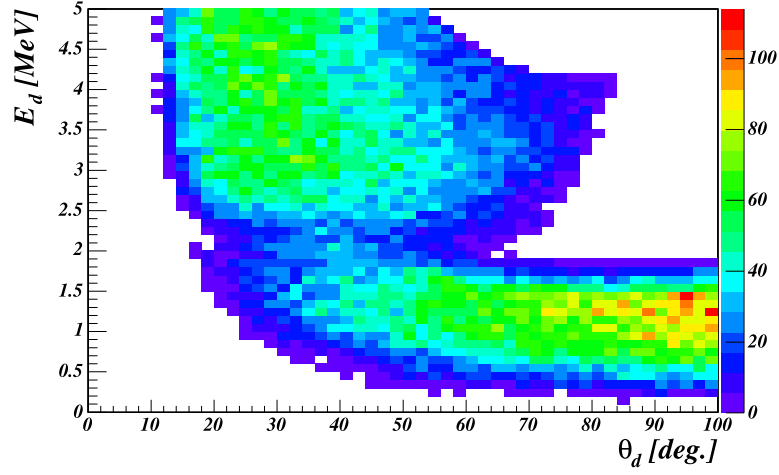


FIG. 3.18 – Répartition en angle et en énergie des deutons détectés dans le référentiel de l'expérience pour les 800000 évènements simulés.

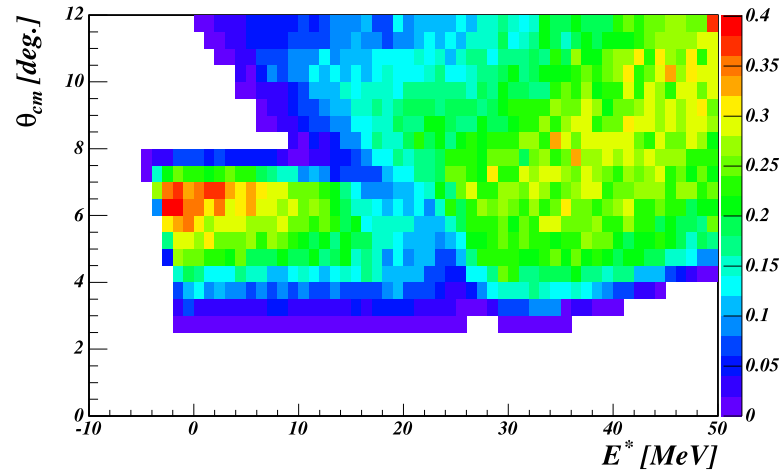


FIG. 3.19 – Efficacité géométrique du système de détection pour des deutons dans le référentiel du centre de masse du ^{56}Ni .

La répartition géométrique dans le référentiel du laboratoire des 800000 deutons simulés et détectables géométriquement est représentée sur la figure 3.18.

Cette figure correspond, à un facteur multiplicatif près, à la couverture cinématique du système de détection : Maya couvre un large domaine angulaire aux énergies inférieures à 2 MeV alors que les siliciums détectent les deutons plus énergétiques. Pour ces derniers, la coupure supérieure en énergie est due à la limite supérieure posée en angle centre de masse dans le tirage initial des événements.

Grâce à un changement de référentiel, nous obtenons l'efficacité géométrique du système, pour la diffusion élastique et inélastique de deuton, en fonction de l'angle centre de masse et de l'énergie d'excitation du ^{56}Ni . Le résultat est présenté sur la figure 3.19. Nous observons deux régions distinctes : entre 3 et 8 deg. environ et en dessous de 25 MeV, la zone couverte par Maya et, au delà, celle couverte par les Siliciums. L'efficacité géométrique maximale est obtenue pour la diffusion élastique vers 6 deg. : elle vaut 40 %.

3.6 Résultats

Nous avons bénéficié de 2 UT, soit 16 h, de temps de comptage effectif. Parmi ces données, nous considérons uniquement les événements "Maya" et "Maya+Si" identifiés comme des isotopes d'hydrogène, ne provenant pas de la fenêtre d'entrée en mylar de Maya ($X_{\text{vertex}} \geq 80$ mm) et diffusés vers l'avant ($\theta_{2d} \leq 95$ deg.). Rappelons que tous ces événements sont traités comme des deutons ; la contamination par les protons issus du breakup du deuton sera estimée par la suite (cf § 3.7).

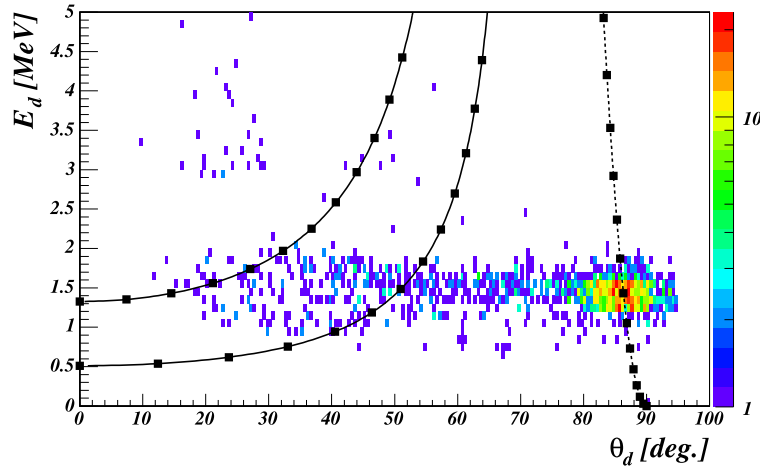


FIG. 3.20 – *Energie des deutons de recul en fonction de leur angle reconstruits à partir des données expérimentales. Sont superposées les courbes théoriques de cinématique de la diffusion élastique (en pointillés) et des énergies d'excitation du ^{56}Ni de 14 MeV et 22 MeV (en trait plein).*

La procédure de traitement des données, présentée dans ce chapitre, a permis de reconstruire l'énergie et l'angle des deutons de recul. La figure 3.20 présente les résultats sur lesquels sont superposées des courbes théoriques de cinématique. Cet histogramme présente une accumulation de coups au niveau de la diffusion élastique, qui correspond à la couverture géométrique maximale de Maya (cf fig. 3.18). Les résonances géantes monopolaire et quadrupolaire recherchées doivent en principe se situer cinématiquement entre les deux courbes en traits pleins qui correspondent à des énergies d'excitation du ^{56}Ni de 14 et 22 MeV. Cette zone comporte des coups, notamment au niveau des basses énergies de recul du deuton. Cette figure montre également l'existence d'un seuil de détection des particules situé à 0.8 MeV environ.

3.6.1 Spectre en énergie d'excitation du ^{56}Ni

Le spectre en énergie d'excitation du ^{56}Ni est calculé, à partir de l'énergie cinétique et de l'angle de recul du deuton, grâce à la relation de cinématique relativiste à deux corps :

$$E^* = -m + \sqrt{(E_{inc} + E_{cible} - E_d)^2 - p^2} \quad (3.14)$$

où E_{inc} , E_{cible} et E_d sont les énergies totales (énergie cinétique + énergie de masse) du faisceau de ^{56}Ni , de la cible de deutons et du deuton de recul, p est la quantité de mouvement du ^{56}Ni diffusé et m sa masse. La figure 3.21 présente, à gauche, le spectre en énergie d'excitation du ^{56}Ni brut et, à droite, le spectre corrigé de l'efficacité géométrique.

Ce spectre possède un pic centré en zéro englobant la diffusion élastique et le premier état excité, un état 2^+ à 3.7 MeV. La largeur à mi-hauteur de ce pic permet d'estimer la résolution en énergie à 3 MeV. Entre 7 et 8 MeV, se détache du spectre un pic dû à la présence de nombreux états 0^+ et 2^+ dans cette région d'énergie d'excitation. Un pic semblable a été observé dans le ^{58}Ni en diffusion inélastique de particules α à 240 MeV [You96] (cf fig. 1.4). Dans la région des résonances géantes, vers 17 MeV, le spectre présente une bosse que les corrections d'efficacité géométrique accentuent. Aux alentours de 25 MeV, la déplétion dans le spectre correspond à la limite géométrique de Maya : les deutons sont trop énergétiques pour être arrêtés dans le gaz et sortent de Maya. En raison de la distance de 70 mm entre la fin de Maya et le mur de siliciums, ainsi que du seuil de détection en énergie des Si (~ 1 MeV), le mur de siliciums prend le relais vers 28 MeV. Avec notre dispositif expérimental, nous ne pouvons pas observer le spectre au delà de 35 MeV environ ; ces énergies d'excitation correspondent à des deutons trop énergétiques pour déclencher Maya.

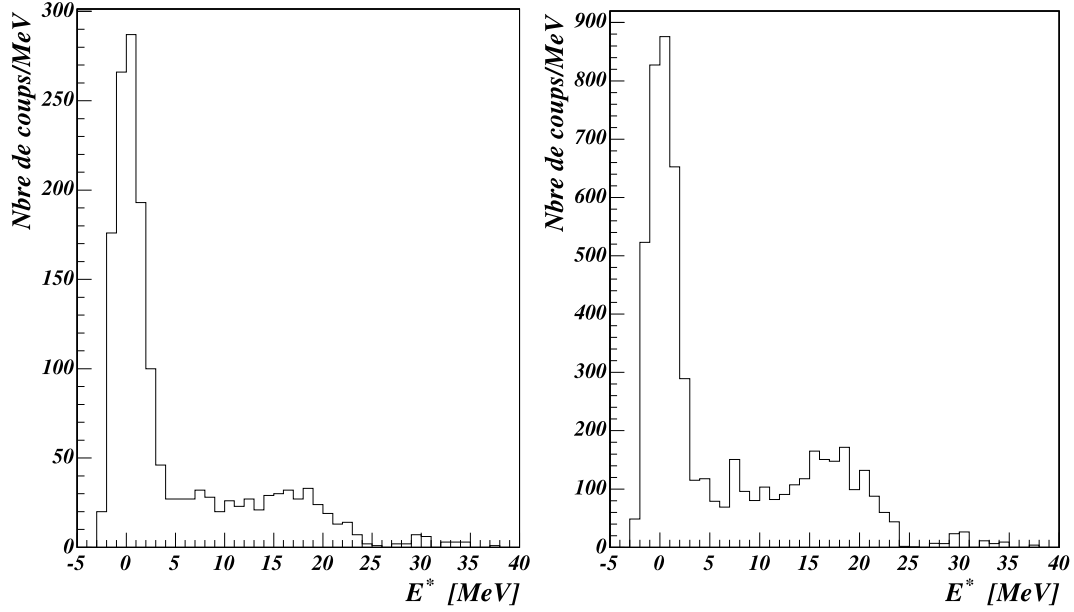


FIG. 3.21 – Spectre en énergie d’excitation du ^{56}Ni brut (à gauche) et corrigé de l’efficacité géométrique du système de détection (à droite).

3.6.2 Distribution angulaire

Le nombre de deutons détectés pour un angle et une énergie d’excitation donnés $dN(\theta_{cm}, E^*)$ permet de calculer la section efficace :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE^*}(\theta_{cm}, E^*) = \frac{dN(\theta_{cm}, E^*)}{2\pi \sin \theta_{cm} d\theta_{cm} dE^*} * \frac{1}{\mathcal{E}(\theta_{cm}, E^*) \mathcal{N}_{cible} e \mathcal{N}_{inc}} \quad (3.15)$$

où les quantités liées à l’expérience sont les suivantes :

- l’efficacité géométrique du système de détection, $\mathcal{E}(\theta_{cm}, E^*)$,
- la densité de centres diffuseurs dans la cible Maya², $\mathcal{N}_{cible} = 2.64 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$,
- l’épaisseur de la cible, $e = 20 \text{ cm}$,
- le nombre de noyaux de ^{56}Ni incidents, $\mathcal{N}_{inc}$, donné par le détecteur diamant.

En intégrant cette section efficace doublement différentielle sur la zone en énergie d’excitation d’intérêt, nous obtenons une distribution angulaire. La figure 3.22 montre la distribution angulaire entre 14 et 22 MeV, zone où les résonances géantes sont attendues. L’analyse des distributions angulaires et du spectre en énergie d’excitation font l’objet du prochain chapitre.

²En considérant le deutérium de Maya comme un gaz parfait à la température $T = 288 \text{ K}$, $\mathcal{N}_{cible} = \frac{P\mathcal{N}_A}{RT} \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$, avec P en mbar.

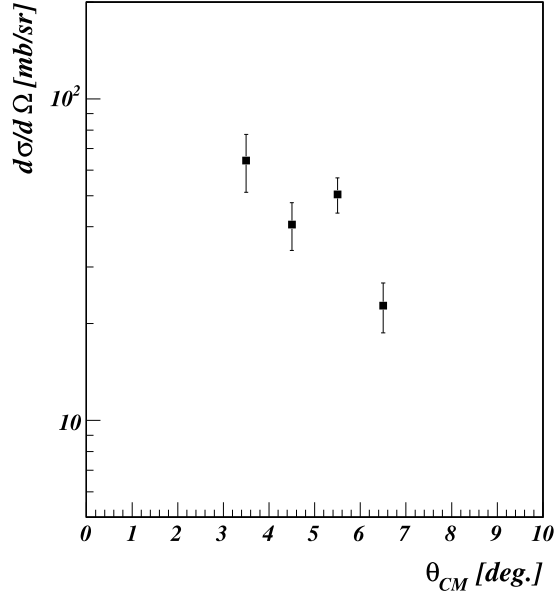


FIG. 3.22 – *Section efficace intégrée entre 14 MeV et 22 MeV d'énergie d'excitation du ^{56}Ni .*

3.7 Breakup du deuteron : estimation de la section efficace

Le fait de ne pas pouvoir séparer les protons des deutons nous a conduit à traiter toutes les particules $Z=1$ comme des deutons. Cependant, en raison de sa faible énergie de liaison (2.2 MeV) le deuton doit se casser en un proton et un neutron et contaminer les résultats présentés précédemment. Nous allons utiliser les mesures expérimentales de Ridikas et al. [Rid00] pour estimer la contribution du breakup du deuton dans notre expérience. Cette référence présente en particulier la section efficace de production de protons quand un faisceau de deutons de 100 MeV est envoyé sur une cible de ^{58}Ni . Par la suite, nous supposons que le breakup induit par le ^{56}Ni et le ^{58}Ni sont identiques.

Dans la référence [Rid00], les sections efficaces, qui sont représentées sur les figures 3.23, sont données dans le référentiel de cinématique directe. Sur la figure de gauche, la contribution autour de 50 MeV correspond au breakup du deuton tandis que les protons de très basse énergie sont issus de l'évaporation du ^{58}Ni constituant la cible. Ces sections efficaces sont également présentées en fonction de l'angle du proton détecté sur la figure de droite. Les données aux angles avants

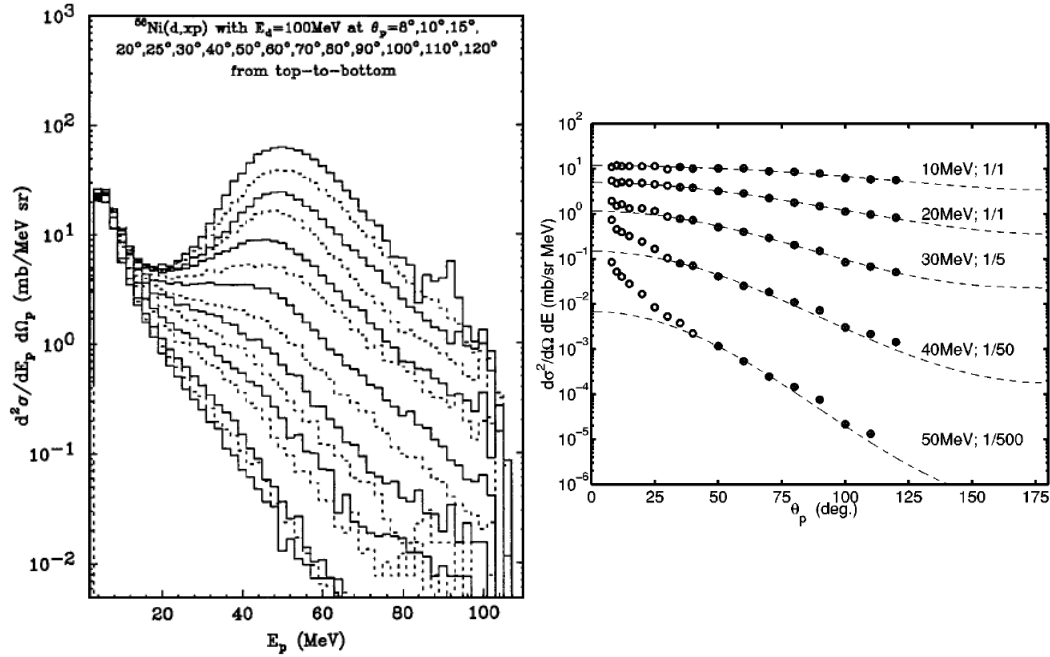


FIG. 3.23 – Section efficace doublement différentielle des protons produits lors de la diffusion de deutons de 100 MeV sur une cible de ^{58}Ni : à gauche, en fonction de l'énergie entre 8 deg. et 120 deg. (de haut en bas) et à droite, en fonction de l'angle à différentes énergies. Extrait de [Rid00].

ont été prolongées linéairement jusqu'à 0 deg.. Nous sommes intéressés par les sections efficaces dans le référentiel de cinématique inverse où le ^{56}Ni de 50 A.MeV est diffusé sur une cible de deutons. La production de protons dans ce référentiel a été simulée grâce à la méthode Monte-Carlo. Cette méthode consiste à tirer un nombre N d'évènements dans le référentiel d'origine, tout en respectant leur distributions de probabilité en énergie et en angle données par la section efficace. Chaque évènement est individuellement changé de référentiel grâce à une transformation de Lorentz. La figure 3.24 montre la répartition simulée des protons, dans le référentiel de notre expérience, sur le domaine en énergie d'intérêt. Les deutons étant à l'arrêt dans ce référentiel, les protons sont émis pratiquement dans toutes les directions avec une très faible énergie. Les produits de l'évaporation du ^{56}Ni , qui sont entraînés à 50 A.MeV, ne déclencheraient pas Maya.

Nous voulons maintenant évaluer la contribution des protons dans le spectre en énergie d'excitation et aux distributions anulaires du ^{56}Ni . Pour reproduire la démarche adoptée dans le traitement des données expérimentales, les protons sont traités comme des deutons : leur angle de diffusion n'est pas modifié mais à leur range est associée l'énergie d'un deuteron. D'après la relation (3.13), celle-ci est plus grande que celle des protons d'un facteur $\sqrt{2}$. L'énergie d'excitation et l'angle du ^{56}Ni dans le référentiel du centre de masse, notés E^* et θ_{cm} , sont alors

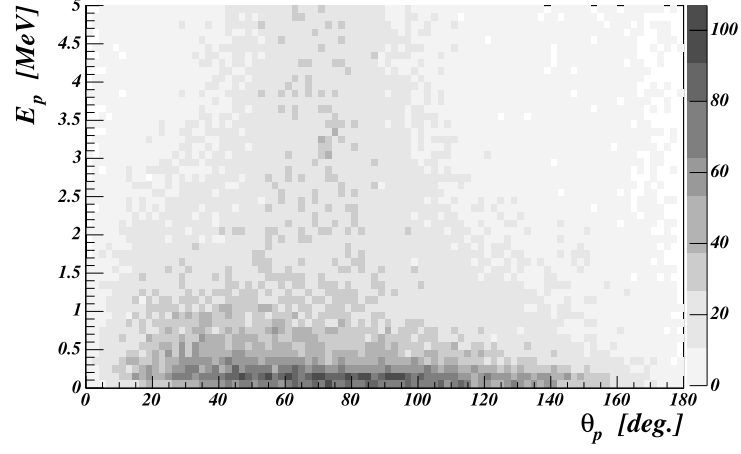


FIG. 3.24 – Répartition en angle et en énergie des protons lors de la diffusion d'un faisceau de ^{56}Ni de 50 A.MeV sur une cible de deutons dans le référentiel de cinématique inverse. Simulation effectuée à partir des données expérimentales de la référence [Rid00].

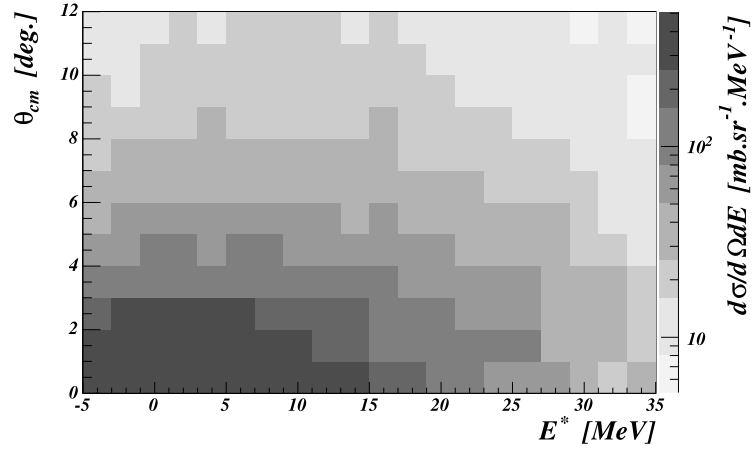


FIG. 3.25 – Contribution du breakup du deuteron à l'énergie d'excitation et à la distribution angulaire du ^{56}Ni .

calculés. Le nombre de coups dN dans l'élément doublement différentiel $d\theta_{cm}dE^*$ permet de calculer la section efficace :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE^*}(\theta_{cm}, E^*) = \frac{dN}{2\pi \sin \theta_{cm} d\theta_{cm} dE^*} * \frac{\sigma_{tot}}{N} \quad (3.16)$$

Lors du passage d'un référentiel à l'autre, la section efficace totale σ_{tot} est conservée ce qui permet de normaliser les résultats afin d'obtenir une section efficace absolue dans le référentiel du centre de masse. Le résultat de la simulation, qui est présenté sur la figure 3.25, conduit à des énergies d'excitation négatives du ^{56}Ni , obtenues artificiellement par les protons diffusés aux angles arrières dans le référentiel du laboratoire (cf fig 3.24).

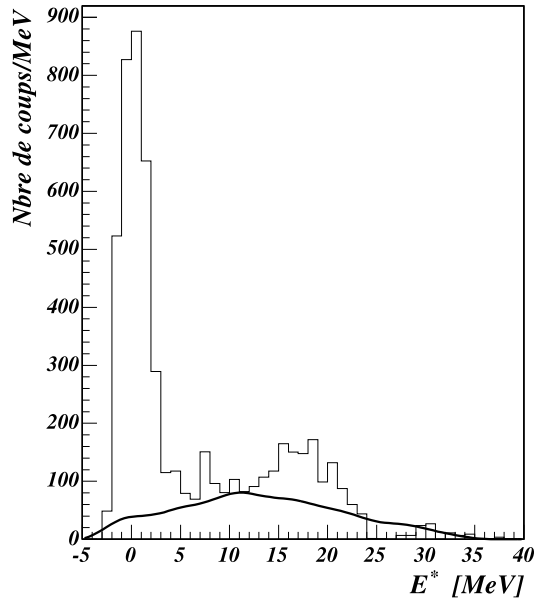


FIG. 3.26 – Contribution normalisée du breakup du deuton (en trait gras) au spectre en énergie d'excitation du ^{56}Ni expérimental (en trait fin).

Nous avons estimé la contribution du breakup du deuton au spectre en énergie d'excitation du ^{56}Ni en tenant compte des limites géométriques de Maya et en incluant le seuil de détection de 0.8 MeV (en énergie deuton) constaté sur les données expérimentales. Une limite supérieure en énergie de 4 MeV a également été posée. Au delà, nous supposons que les protons qui déposent moins de 0.8 MeV dans Maya (selon la distance parcourue) ne peuvent pas être détectés. Malgré ces considérations sur l'efficacité de détection des protons, le fond n'est pas quantitativement bien reproduit : le breakup du deuton simulé est bien plus abondant

que les données expérimentales. Cependant, comme il ne possède pas de structure particulière, le breakup simulé ne reproduit pas la forme du spectre expérimental. Cela nous confirme que le spectre expérimental est majoritairement composé de la diffusion élastique et inélastique de deutons. La figure 3.26 montre qu'en introduisant un facteur 0.02, le breakup simulé ne dépasse pas les données expérimentales. Nous pouvons avancer, pour expliquer l'écart important entre le breakup simulé et la situation réelle, un effet de seuil. En effet, à énergies initiales égales, la perte d'énergie d'un proton le long de la trajectoire est deux fois plus faible que celle d'un deuton. En outre, le seuil de détection concerne la perte d'énergie par pad alors que nous avons considéré un seuil empirique de 0.8 MeV sur l'énergie totale. Etant donné que nous ne maîtrisons pas parfaitement ces effets, qui mériteraient par ailleurs une étude spécifique, nous prenons le parti de normaliser le breakup simulé tel que sur la figure 3.26 pour toute la suite de l'analyse.

Chapitre 4

Analyse des résultats

Les données expérimentales de l'expérience de diffusion inélastique $^{56}\text{Ni}(d,d')$ à 50 A.MeV réalisée au GANIL ont été traitées afin d'obtenir le spectre en énergie d'excitation du ^{56}Ni et les distributions angulaires. Cette étape, qui a fait l'objet du précédent chapitre, a révélé, dans le spectre en énergie d'excitation, une structure étalée se qui se détache nettement dans la région des résonances géantes. La confrontation entre les distributions angulaires expérimentales et théoriques permettra de signer le phénomène observé et de le caractériser plus précisément.

L'analyse des données est faite dans le cadre de la DWBA (Distorted Wave Born Approximation). Les diverses notions et méthodes exposées dans ce premier paragraphe sont détaillées par ailleurs dans la littérature [Boh75, Sat80, Sat83]; elles sont rappelées ici dans le but de fixer les conventions et les approximations utilisées. Le second paragraphe présente deux méthodes d'analyse des résultats complémentaires qui permettent d'obtenir les caractéristiques des résonances observées : énergie, largeur et pourcentage de EWSR épuisé. Finalement, ces résultats seront comparés aux données sur le ^{58}Ni et les différentes sources d'incertitude seront discutées.

4.1 Cadre théorique

4.1.1 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. L'amplitude de transition entre un état initial $i=(\text{noyau}+\text{deuton})$ et un état final $f=(\text{noyau diffusé}+\text{deuton de recul})$ s'écrit [Sat80] :

$$T_{fi} \propto \int \chi_f^{(-)}(\vec{r}) \langle f | \delta U(\vec{r}) | i \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (4.1)$$

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

$$\left(\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + E - U(\vec{r}) \right) \chi(\vec{r}) = 0 \quad (4.2)$$

où M est la masse réduite du système. 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, noté $F_{fi}(\vec{r})$, est appelé "facteur de forme" de la transition ou également "potentiel de transition". Ce modèle est une approximation dans

le sens où δU est une perturbation au premier ordre du potentiel optique U qui décrit la diffusion élastique.

Une fois les conditions cinématiques données et les amplitudes de transition (4.1) calculées, la section efficace différentielle en DWBA est donnée, en ne considérant pas le degré de liberté de spin, par :

$$\frac{d\sigma_{fi}}{d\Omega} = \left(\frac{M}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} |T_{fi}|^2 \quad (4.3)$$

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

Pour le calcul de l'amplitude de transition (4.1), il est nécessaire :

- de connaître les potentiels optiques des voies d'entrée et de sortie,
- de résoudre l'équation de Schrödinger avec ces potentiels moyens afin d'obtenir les ondes distordues,
- de déterminer le plus exactement possible le facteur de forme.

4.1.2 Le potentiel optique

Le potentiel optique est un potentiel moyen qui caractérise l'interaction du projectile avec l'ensemble des nucléons de la cible dans un processus de diffusion élastique. Il comprend une partie réelle et une partie imaginaire qui est introduite pour modéliser les pertes de flux engendrées par les processus non élastiques (diffusions inélastiques, réactions de transfert ...) :

$$U(r) = V(r) + iW(r). \quad (4.4)$$

Les caractéristiques du potentiel U dépendent à la fois de la structure des noyaux impliqués dans la réaction et de l'énergie. Le potentiel optique est déterminé phénoménologiquement à partir des données de diffusion élastique ou bien de manière microscopique dans le cadre d'un modèle de folding.

Potentiel phénoménologique

Les premières analyses de diffusion élastique ont été réalisées avec un potentiel en forme de puits carré, ensuite remplacé par une forme physiquement plus réaliste, proposée par Woods et Saxon [Woo54] :

$$f(r) = \left(1 + \exp \frac{r - R}{a} \right)^{-1} \quad (4.5)$$

où le rayon du potentiel R et la diffusivité a sont des paramètres ajustables.

Pour décrire la diffusion de deutons, il existe deux paramétrisations globales du potentiel optique. La première, de Daehnick et al. [Dae80], couvre une région

de masse $A=27-238$ pour des énergies comprises entre 11.8 et 90 MeV. La seconde, de Bojowald et al. [Boj88], couvre une région de masse $A=12-208$ pour des énergies comprises entre 52 et 85 MeV. Ces deux potentiels ont la forme générale :

$$U(r) = -V_0 f_R(r) - i \left(W_0 - 4a_I W_S \frac{d}{dr} \right) f_I(r) + \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 (\vec{L} \cdot \vec{S}) \frac{V_{SO}}{r} \frac{df_{SO}(r)}{dr} + V_C(r) \quad (4.6)$$

qui contient un terme de volume réel V_0 et imaginaire W_0 , un terme de surface imaginaire W_S et spin-orbite V_{SO} ayant comme forme une dérivée du potentiel de Woods-Saxon. Ces paramètres, ainsi que les rayons et diffusivités des potentiels de Woods-Saxon correspondants, sont déterminés en fonction de l'énergie incidente, de la masse et de la charge du noyau cible. Le potentiel coulombien $V_C(r)$ est celui d'une sphère uniformément chargée :

$$\begin{aligned} V_C(r) &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \text{ pour } r \geq R_C \\ &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \text{ pour } r \leq R_C \end{aligned}$$

où R_C est défini comme le rayon de charge des deux noyaux de charge Z_1 et Z_2 .

Modèle de folding

Considérons tout d'abord la diffusion d'un nucléon N sur une cible c . Il est possible de calculer microscopiquement le potentiel nucleon-noyau en convoluant la densité de la cible $\rho_c(r_c)$ à l'interaction nucléon-nucléon (NN) $v(r_{cN})$:

$$V(r) = \int dr_c \rho_c(r_c) v(r_{cN}) \quad (4.7)$$

où les différentes coordonnées sont présentées sur la figure 4.1 (en haut).

Dans le cas d'un projectile composite comme le deuton, il faut tenir compte de la structure interne du projectile. Le premier potentiel microscopique deuton-noyau a été formulé par Watanabe [Wat58] en convoluant les potentiels neutron-noyau et proton-noyau à la fonction d'onde du deuton. Les nombreux développements de cette méthode ont permis de prendre en compte divers effets tels que le principe de Pauli ou le breakup du deuton. Cependant, les potentiels nucléon-noyau utilisés dans cette méthode sont déterminés phénoménologiquement. Le modèle de double-folding, proposé pour le deuton par Satchler [Sat71], permet de calculer le potentiel deuton-noyau de façon totalement microscopique en fonction de la densité du deuton ρ_d :

$$V(r) = \int dr_d \int dr_c \rho_d(r_d) \rho_c(r_c) v(r_{cd}) \quad (4.8)$$

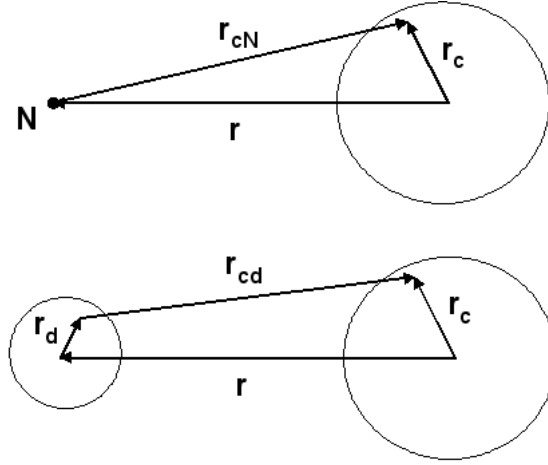


FIG. 4.1 – Coordonnées pour l'intégrale de single-folding (en haut) et de double-folding (en bas).

avec les notations de la figure 4.1 (en bas). Une approche similaire développée par Cook [Coo82a] a donné lieu à la publication du code DFPOT [Coo82b] que nous utiliserons par la suite.

4.1.3 Potentiel de transition pour les modes collectifs

Modèle macroscopique

Dans le cadre du modèle macroscopique décrivant les résonances géantes, les états excités sont associés à des déformations macroscopiques du noyau présentées au paragraphe 1.1.1. Deux types de déformation sont utilisés pour décrire les modes collectifs [Sat83] : la déformation de surface du noyau, modèle standard, et la déformation de volume sur laquelle repose le modèle hydrodynamique de Tassie. La résonance géante quadrupolaire, et celles de multipolarités supérieures, sont généralement décrites par une déformation de surface. Cependant, la résonance géante monopolaire qui correspond à un mode de compression du noyau ne peut être traitée, intrinsèquement, que par une déformation de volume. Nous présentons donc ici le modèle de Tassie qui permet par ailleurs de traiter avec succès le mode quadrupolaire.

Dans ce modèle, une résonance de multipolarité L est décrite par la transformation :

$$r \rightarrow r + \delta r(\theta, \phi) = r \left[1 - \sum_{LM} (r/R)^{L-2} \alpha_{LM} Y_L^M(\theta, \phi) \right] \quad (4.9)$$

où R est le rayon du noyau considéré et α_{LM} les variables dynamiques qui contiennent l'information sur la déformation du noyau. La déformation comporte en général une symétrie axiale qui permet d'écrire $\alpha_L = \alpha_{L0}$, les autres amplitudes étant nulles. L'amplitude de transition α_L est parfois exprimée comme

$$\alpha_L = \beta_L R^{2-L} \quad (4.10)$$

où β_L est une grandeur sans dimension, appelée paramètre de déformation.

La déformation (4.9) conduit à une petite variation de la densité par rapport à la forme d'équilibre supposée sphérique ρ_0 de la forme suivante pour $L \geq 2$:

$$\delta\rho(r) = -\alpha_L r^{L-1} \frac{d}{dr} \rho_0(r). \quad (4.11)$$

Pour décrire la résonance géante monopolaire, le modèle de Tassie comporte une densité de transition particulière :

$$\delta\rho(r) = -\alpha_0 \left(3\rho_0(r) + r \frac{d}{dr} \rho_0(r) \right) \quad (4.12)$$

où le terme $3\rho_0(r)$ permet d'assurer la conservation du nombre total de particules :

$$\int \delta\rho(r) r^2 dr = 0. \quad (4.13)$$

Le calcul du potentiel de transition repose sur la courte portée de l'interaction nucléon-nucléon qui conduit à une forme du potentiel proche de celle de la densité du noyau. Par exemple, pour le mode de compression du noyau¹, une déformation de la forme (4.12) doit entraîner une déformation similaire du potentiel optique $U(r)$:

$$\delta U(r) = -\alpha_0 \left(3U(r) + r \frac{dU(r)}{dr} \right) \quad (4.14)$$

où l'amplitude de transition α_0 est normalisée telle que $Y_0^0 = 1/\sqrt{4\pi}$:

$$\alpha_0^2 = \frac{2\pi(\hbar^2/m)}{A\langle r^2 \rangle E^*} \quad (4.15)$$

avec m la masse du nucléon, E^* l'énergie d'excitation de la résonance et $\langle r^2 \rangle$ le moment radial calculé à partir de la densité totale du noyau.

¹Concernant les autres multipolarités, se reporter à la référence [Sat87]

Potentiel de transition microscopique

Dans le modèle de double-folding, le potentiel optique est obtenu en convoluant les densités de particules du ^{56}Ni et du deuton à l'interaction NN selon la relation (4.8). De manière totalement analogue, le potentiel de transition des résonances géantes peut être déterminé en considérant les densités de transition correspondantes de la cible $\delta\rho_c$:

$$V(R) = \int dr_d \int dr_c \rho_d(r_d) \delta\rho_c(r_c) v(r_{cd}) \quad (4.16)$$

La densité de transition peut être celle du modèle de Tassie (expressions (4.11) ou (4.12)) ou bien calculée microscopiquement en utilisant l'approximation des phases aléatoires (RPA). La méthode RPA [Rin80] modélise les résonances géantes par une superposition cohérente d'excitations particule-trou construites sur l'état fondamental Hartree-Fock. Selon la multipolarité de la transition, les états excités sont produits par l'action des opérateurs (1.1) ou (1.2).

Nous avons calculé les densités de transition des résonances géantes monopolaire et quadrupolaire dans le ^{56}Ni en utilisant l'interaction de Skyrme SGII [Gia81]. Elles sont représentées sur la figure 4.2.

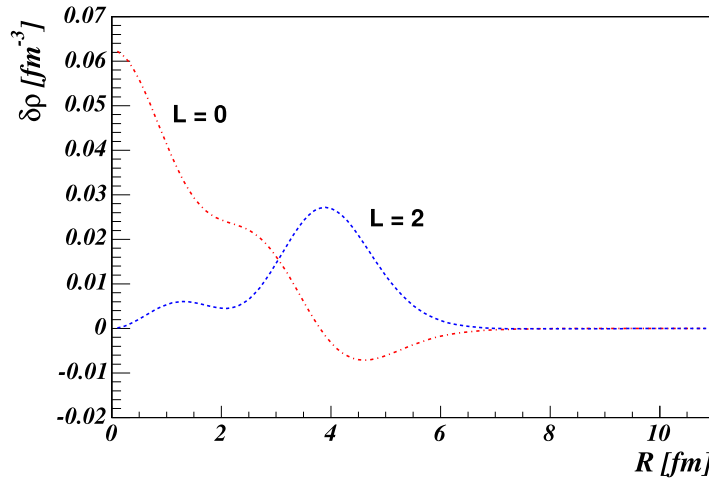


FIG. 4.2 – Densités de transition du ^{56}Ni vers les états collectifs de multipolarités $L=0$ et $L=2$ calculées dans le cadre de la RPA avec l'interaction SGII.

4.1.4 Réaction $^{56}\text{Ni}(d,d')$

D'une manière générale, les deutons ne sont pas couramment utilisés pour sonder les résonances géantes. Dans la référence [Wil80], où les noyaux de ^{90}Zr ,

^{120}Sn et ^{208}Pb ont été étudiés en diffusion inélastique de deutons, les résonances géantes isoscalaires ont été analysées grâce au potentiel macroscopique déformé de Tassie (4.14). Cependant, concernant les noyaux plus légers, et en particulier le ^{58}Ni , les modes collectifs ont été observés uniquement en diffusion inélastique de particules α . Les analyses macroscopiques et microscopiques ont alors reproduit avec succès les données expérimentales, même si Satchler et Khoa [Sat97] ont montré que l'utilisation d'un potentiel déformé de type (4.14) conduit à une section efficace pour la diffusion de particules α de 240 MeV sur le ^{58}Ni plus élevée de 20% que le potentiel de transition obtenu dans un modèle de single-folding. Un résultat similaire a par ailleurs été obtenu concernant la diffusion de particules α de 129 MeV sur le ^{58}Ni et le ^{208}Pb [You97]. Les récentes analyses (α, α') à 240 MeV dans la région de masse $A=56-60$ ont quant à elles été menées avec un modèle de single-folding [Lui06]. Dans ce travail, nous avons calculé les potentiels de transition deuton- ^{56}Ni vers les états collectifs quadrupolaire et monopolaire microscopiquement, grâce à un modèle de double-folding.

La densité du ^{56}Ni , noyau doublement magique, a été calculée dans l'approximation Hartree-Fock et les densités de transition vers les états collectifs de multipolarités $L=0$ et $L=2$ ont été obtenues dans le cadre RPA avec l'interaction SGII [Gia81]. Ces densités de transition sont représentées sur la figure 4.2.

Pour déterminer le potentiel optique et le potentiel de transition, nous avons utilisé le code DF POT [Coo82b] développé par J.Cook qui repose sur le modèle de double-folding présenté précédemment (relation (4.8)). Rappelons les principales hypothèses utilisées dans DF POT et qui sont par ailleurs détaillées dans la référence [Coo82a] :

- l'interaction NN choisie est de type M3Y,
- la densité du deuton est calculée avec la fonction d'onde de Hulthén [Hul57] de l'état S uniquement.

Les potentiels optiques réel et imaginaire ont été construits en renormalisant le potentiel de double-folding $V(r)$ généré grâce au code DF POT sur les données expérimentales de diffusion élastique les plus proches, $^{58}\text{Ni}(d,d)$ à 120 MeV [Bet93] :

$$U(r) = V(r) \times 1.07 + i V(r) \times 0.66 + V_c(r). \quad (4.17)$$

Nous avons ajouté à ces deux termes un potentiel coulombien $V_c(r)$ de la forme (4.7). Les potentiels de transition, réel et imaginaire, ont été générés de manière analogue aux potentiels optiques correspondants. Alors que le potentiel optique contient un terme coulombien, l'excitation correspondante est négligeable. Les potentiels de transition calculés pour les résonances géantes monopolaire et quadrupolaire ont ensuite été utilisés dans un calcul DWBA grâce au code FRESCO [Tho06]².

²Les calculs des potentiels avec DF POT et le calcul FRESCO ont été réalisés par N. Keeley.

4.2 Analyse des résultats

Nous avons utilisé deux méthodes pour analyser les résultats de la diffusion inélastique $^{56}\text{Ni}(d,d')$ à 50 A.MeV. Ces méthodes ont été succinctement décrites et illustrées sur le cas du ^{58}Ni au paragraphe 1.2.1. La première méthode repose sur l'ajustement du spectre en énergie d'excitation par plusieurs gaussiennes correspondant aux différentes résonances géantes excitées. Cette méthode permet d'obtenir la distribution angulaire totale de chaque résonance. La seconde méthode présentée consiste à analyser par décomposition multipolaire les distributions angulaires expérimentales pour différentes tranches en énergie. Nous obtenons alors, pour une multipolarité donnée, la fraction de règle de somme épuisée aux différentes énergies d'excitation considérées, ce qui correspond à la distribution de force.

Ces deux analyses permettent, de manière différente, de confirmer la nature du phénomène observé et, le cas échéant, d'extraire les caractéristiques des résonances géantes : énergies, largeurs et pourcentage de EWSR épuisé.

4.2.1 Méthode des gaussiennes

Les spectres en énergie d'excitation du ^{56}Ni ont été extraits pour plusieurs angles de diffusion : $\theta_{cm} = 3.5, 4.5, 5.5$ et 6.5 deg. Cette limitation angulaire est due à l'acceptance géométrique du système de détection que nous avons présentée dans le chapitre précédent (cf § 3.5). Les quatre spectres obtenus ont ensuite été reproduits par deux gaussiennes et par un fond.

La présence du fond est due, en partie, au fait que nous ne distinguons pas les protons des deutons. Cependant, l'existence d'un continuum sous les résonances géantes est un problème récurrent même dans l'analyse des expériences où l'éjectile est parfaitement identifié. Les origines du continuum sont diverses et sa contribution n'est pas bien simulée si bien que le choix du fond dans les analyses est souvent arbitraire. Dans cette analyse, nous avons considéré que le fond était uniquement dû au breakup du deuton. En effet, la simulation présentée au paragraphe 3.7 montre qu'après normalisation aux données expérimentales, le breakup du deuton, qui ne possède pas de structure particulière, reproduit le fond observé sous le spectre. Nous avons donc utilisé, pour l'ajustement des quatre spectres, la forme du breakup simulée pour chaque angle et normalisée avec le même facteur (0.02) que pour le spectre total.

Les gaussiennes utilisées, qui représentent les résonances géantes monopolaire et quadrupolaire, ont une largeur de 5.2 MeV et leur centroïde est fixé à 16.5 MeV pour $L=2$ et à 19.5 MeV pour $L=0$. Ce sont les énergies qui, à ± 0.3 MeV près, donnent les meilleurs ajustements sur l'ensemble des quatre spectres considérés. Nous avons été guidé par la systématique, établie sur les noyaux stables, qui place pour le ^{56}Ni la résonance géante quadrupolaire isoscalaire vers 16.7 MeV et son homologue monopolaire aux alentours de 20.9 MeV. L'énergie et la largeur

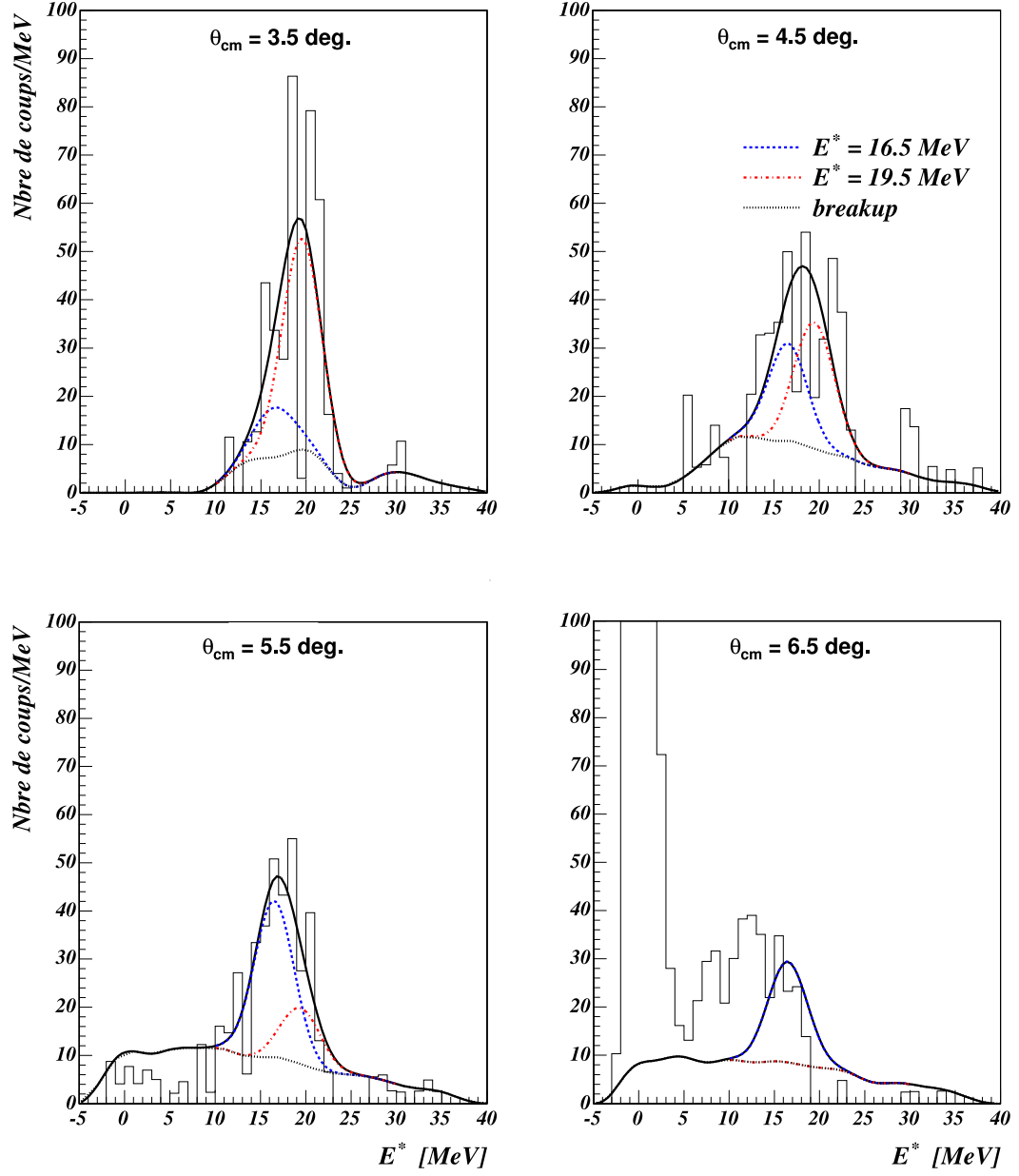


FIG. 4.3 – Spectres en énergie d'excitation du ^{56}Ni , pour différents angles de diffusion θ_{cm} , ajustés par deux gaussiennes, centrées en 16.5 et 19.5 MeV, et le fond dû au breakup du deuteron.

des résonances ne variant pas en fonction de l'angle de diffusion, ces paramètres sont fixés. Les seuls paramètres libres lors de la procédure d'ajustement sont les amplitudes des gaussiennes qui doivent, en principe, refléter l'évolution des distributions angulaires correspondantes. En effet, les calculs théoriques prédisent que le mode $L=0$ domine le spectre aux petits angles de diffusion tandis que le mode $L=2$ est sensiblement constant en fonction de l'angle centre de masse. L'analyse des quatre spectres expérimentaux, présentés sur la figure 4.3, confirme cette tendance : alors que la hauteur de la gaussienne de basse énergie est comparable d'un spectre à l'autre, celle de haute énergie chute nettement entre 3.5 et 6.5 deg, où elle est totalement absente.

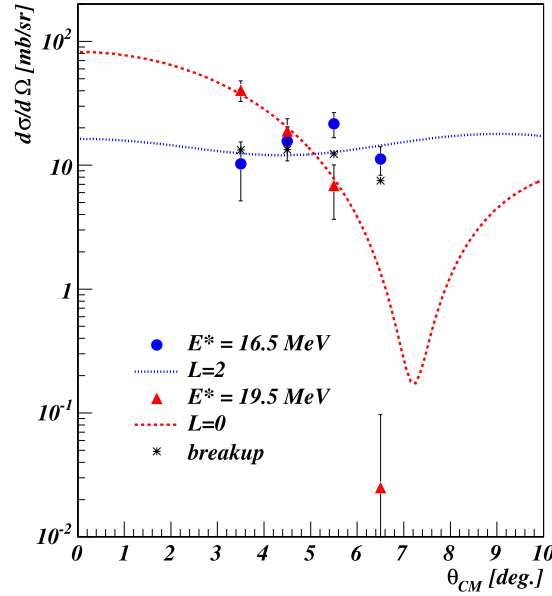


FIG. 4.4 – *Distributions angulaires expérimentales et théoriques des résonances géantes monopolaire et quadrupolaire. Les points expérimentaux ont été obtenus en analysant les spectres en énergie d'excitation du ^{56}Ni par deux gaussiennes, centrées en 16.5 et 19.5 MeV et par un fond (étoiles).*

Afin d'être plus quantitatif, la section efficace de chaque gaussienne a été calculée aux différents angles de diffusion considérés. La figure 4.4 montre les distributions angulaires obtenues. Ces distributions possèdent chacune quatre points correspondant aux quatre spectres analysés. La section efficace du fond, calculée entre 11 et 22 MeV, est également représentée. Les barres d'erreurs comportent l'erreur statistique qui induit une incertitude sur l'amplitude des gaussiennes obtenues par ajustement. L'incertitude induite par le fond n'est pas prise en compte.

Les distributions angulaires totales ainsi obtenues sont comparées aux calculs théoriques DWBA (cf § 4.1) des résonances géantes quadrupolaire à 16.5 MeV et monopolaire à 19.5 MeV. La distribution de la gaussienne de basse énergie s'accorde bien à la résonance de multipolarité $L=2$ calculée théoriquement à une énergie de 16.5 MeV. Seul le point à 5.5 deg. est à 2σ de la courbe théorique. Concernant la résonance de multipolarité $L=0$, l'accord entre les données expérimentales et le calcul théorique à 19.5 MeV est bon pour les trois premiers points. La section efficace expérimentale à 6.5 deg. est cependant trop faible par rapport aux calculs. Le calcul réalisé avec un potentiel microscopique correspond à 100 % de la règle de somme pondérée en énergie. Les distributions angulaires obtenues correspondent à 63 ± 11 % de EWSR pour $L=2$ et 145 ± 21 % de EWSR pour $L=0$.

Cette méthode nécessite de pouvoir considérer les distributions des résonances géantes comme gaussiennes. Or nous voyons sur la figure 4.3 que la résonance géante monopolaire, qui domine aux petits angles, possède une composante importante entre 20 et 25 MeV. Dans la référence [You96] où cette méthode est utilisée, le spectre en énergie d'excitation du ^{58}Ni , représenté dans le premier chapitre sur la figure 1.4, comporte également une composante 0^+ à plus haute énergie qui épuise 10 % de EWSR. D'autre part, nous n'avons pas inclus de composante permettant de reproduire la résonance qui se détache clairement vers 13 MeV dans le spectre à 6.5 deg. Il s'agirait peut-être de la composante à basse énergie de la résonance octupolaire. Ces considérations montrent la limite de validité de cette méthode.

4.2.2 Décomposition multipolaire

Nous avons tracé les distributions angulaires expérimentales pour différentes énergies d'excitation du ^{56}Ni : 14, 16, 18, 20 et 22 MeV. Les données expérimentales obtenues ont été ajustées par les distributions angulaires théoriques des résonances de multipolarité $L=0$ et $L=2$, ainsi que par la distribution du fond simulé du breakup du deuton :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{exp}}(\theta_{cm}, E^*) = \sum_{L=0,2} S_L(E^*) \frac{d\sigma_L}{d\Omega_{theo}}(\theta_{cm}, E^*) + 0.02 \frac{d\sigma_{bu}}{d\Omega}(\theta_{cm}, E^*). \quad (4.18)$$

Les coefficients $S_L(E^*)$ correspondent alors à la fraction de règle de somme épuisée par la résonance de multipolarité L à l'énergie E^* . Le coefficient de normalisation de la section efficace du breakup, qui a été déterminé grâce au spectre en énergie d'excitation du ^{56}Ni , est celui utilisé dans l'ensemble de l'analyse. La figure 4.5 montre les cinq spectres analysés par cette méthode de décomposition multipolaire. Nous retrouvons qualitativement l'évolution attendue : le mode quadrupolaire est prédominant sur les premiers spectres centrés en 14 et 16 MeV, puis à partir de 18 MeV, la contribution monopolaire prend le relais.

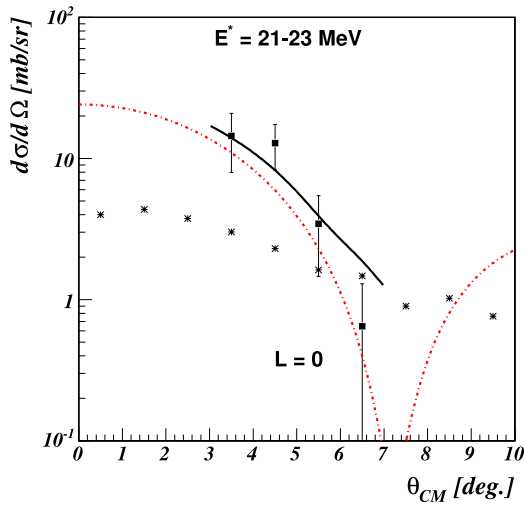
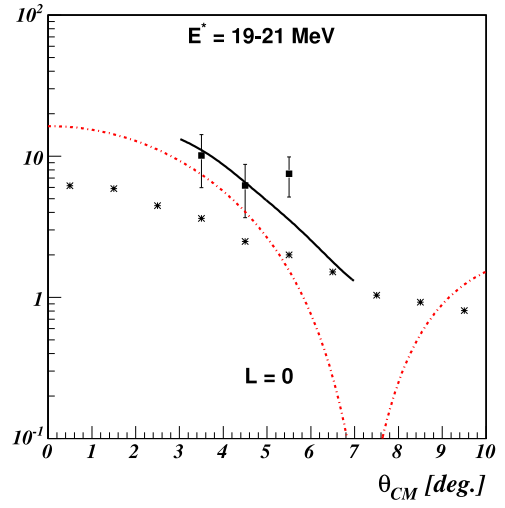
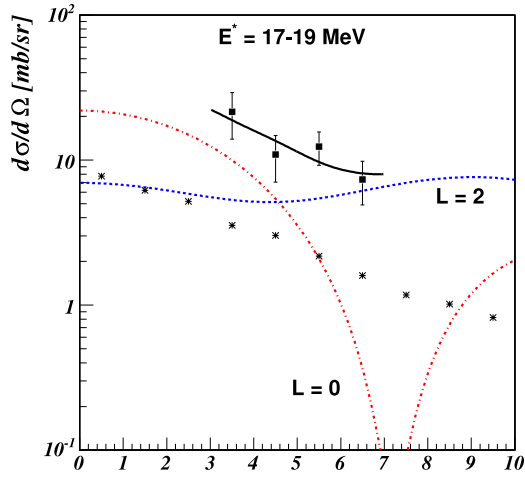
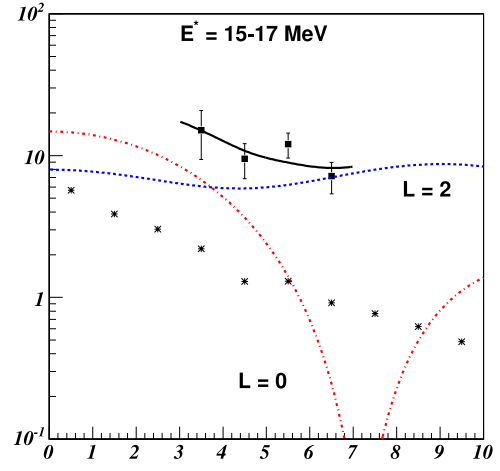
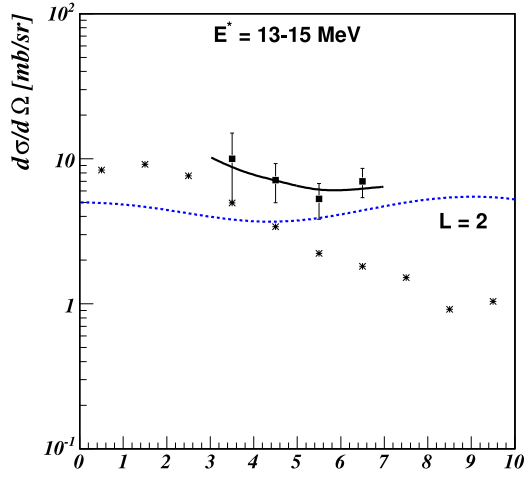


FIG. 4.5 – Distributions angulaires du ^{56}Ni pour cinq tranches en énergie d'excitation. Les données sont ajustées par les distributions angulaires de multipolarités $L=0$ et $L=2$ et le fond dû au breakup du deuteron (étoiles).

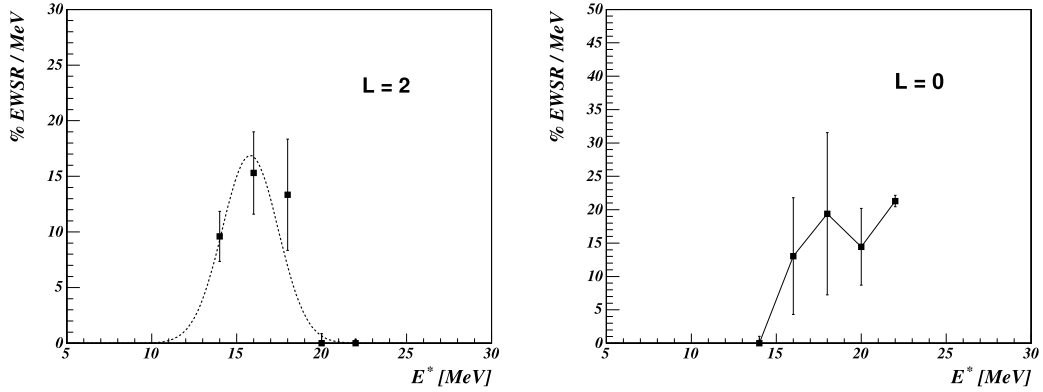


FIG. 4.6 – Pourcentages de EWSR épuisé dans le ^{56}Ni par la multipolarité $L=2$ (à gauche) et $L=0$ (à droite) dans la réaction $^{56}\text{Ni}(d,d')$ à 50 A.MeV.

Le pourcentage de EWSR épuisé à chaque énergie d'excitation est déduit directement des coefficients $S_L(E^*)$. La figure 4.6 représente l'évolution de la fraction de EWSR épuisée pour les multipolarités $L=2$ (à gauche) et $L=0$ (à droite). Les barres d'erreur sont dues aux incertitudes dans la détermination des coefficients $S_L(E^*)$. La distribution de force $L=2$ a une énergie moyenne m_1/m_0 de 16.2 MeV pour 76 ± 13 % de EWSR. Cette distribution de force peut être ajustée par une gaussienne centrée en 15.8 ± 0.4 MeV de $\text{FWHM} = 3.8 \pm 0.5$ MeV. Cette méthode confirme que la distribution de force monopolaire n'est pas concentrée en un seul pic, comme l'analyse précédente le suggérait (cf § 4.2.1). En effet, la force présente un premier pic vers 18 MeV, un minimum vers 20 MeV puis de nouveau remonte. Au delà, nous atteignons les limites de notre dispositif expérimental. Un ajustement gaussien de la distribution n'est donc pas adapté. L'énergie moyenne de la distribution $L=0$ obtenue est de 19.3 MeV avec 136 ± 27 % de EWSR épuisée.

4.3 Discussion des résultats

Les résultats sur la diffusion inélastique $^{56}\text{Ni}(d,d')$ à 50 A.MeV sont présentés de manière synthétique dans le tableau 4.1. Les deux méthodes utilisées donnent des résultats compatibles même si nous avons constaté que la résonance géante monopolaire ne se prête pas à une modélisation gaussienne.

Les résultats que nous avons obtenus dans le ^{56}Ni sont comparables à ceux obtenus récemment dans le ^{58}Ni [Lui00, Lui06] (tableau 4.2), avec une résonance $L=2$ entre 16 et 16.5 MeV et une résonance $L=0$ entre 19 et 19.8 MeV. Nous trouvons 76 ± 13 % de EWSR épuisée pour la ISGQR, résultat proche de la valeur obtenue dans le ^{58}Ni (82 ± 10 %). Dans notre étude, la ISGMR épuise

TAB. 4.1 – Paramètres obtenus pour les résonances géantes monopolaire ($L=0$) et quadrupolaire ($L=2$) du ^{56}Ni . Les deux analyses utilisées sont présentées : en haut, résultats de l’ajustement du spectre en énergie d’excitation par deux gaussiennes (cf § 4.2.1) et, en bas, résultats de la décomposition multipolaire des distributions angulaires (cf § 4.2.2).

Fit gaussien	E^* [MeV]	FWHM [MeV]	% EWSR
L=0	19.5 ± 0.3	5.2	145 ± 21
L=2	16.5 ± 0.3	5.2	63 ± 11

MDA	m_1/m_0 [MeV]	rms [MeV]	% EWSR
L=0	19.3	2.3	136 ± 27
L=2	16.2	1.7	76 ± 13

environ 140 ± 25 % de la règle de somme pondérée en énergie correspondante. Ce résultat, dont l’ordre de grandeur est tout de même acceptable pour une première mesure, est deux fois plus élevé que dans le ^{58}Ni . Alors que dans les références [Lui00, Lui06], le spectre en énergie d’excitation du ^{58}Ni a été mesuré jusqu’à 60 MeV, nous nous attendions à observer une plus faible fraction de EWSR dans notre étude qui explore le spectre jusqu’à 25 MeV uniquement.

Le pourcentage de EWSR épuisé pour le mode $L=2$, qui est compatible avec celui du ^{58}Ni , nous conduit à penser que l’écart obtenu pour le mode $L=0$ n’est pas imputable aux méthodes employées pour l’analyse mais plutôt au modèle de réaction utilisé dans ce canal. La diffusion inélastique de deutons a été très peu utilisée pour explorer les résonances géantes. Le ^{208}Pb , le ^{120}Sn et ^{90}Zr ont été étudiés en (d,d’) [Wil80] mais il n’y a pas de données comparables au ^{56}Ni qui nous permettent de tester la validité des calculs théoriques. Dans l’analyse de la diffusion de particules α , plusieurs incertitudes concernant les modèles ont cependant été reportées. L’effet du choix de la densité de transition a été exploré par Chomaz et al. [Cho92] pour la diffusion de particules α de 152 MeV sur les noyaux de ^{40}Ca , ^{60}Ni et ^{208}Pb . Ils ont conclu que la distribution de force de la résonance géante monopolaire était sous estimée de 10 % en utilisant la densité de transition de Tassie (4.12) plutôt qu’une densité de transition RPA. D’autre part, plusieurs études menées sur le ^{58}Ni ont montré que selon le potentiel utilisé - macroscopique déformé ou single-folding - il pouvait y avoir un écart de 20 % sur la magnitude de la section efficace [Sat97, You97]. Cependant, ces écarts entre les différents modèles ne peuvent expliquer le pourcentage élevé de EWSR épuisé pour $L=0$ que nous obtenons. Ce point reste donc à éclaircir.

TAB. 4.2 – Paramètres obtenus pour les résonances géantes monopolaire ($L=0$) et quadrupolaire ($L=2$) du ^{58}Ni .

L=0	m_1/m_0 [MeV]	rms [MeV]	% EWSR
[Lui00]	$20.30^{+1.69}_{-0.14}$	$4.25^{+0.69}_{-0.23}$	74^{+22}_{-12}
[Lui06]	$19.20^{+0.44}_{-0.19}$	$4.89^{+1.05}_{-0.31}$	85^{+13}_{-10}
L=2	m_1/m_0 [MeV]	rms [MeV]	% EWSR
[Lui00]	16.1 ± 0.3	2.4 ± 0.2	86 ± 12
[Lui06]	$16.31^{+0.17}_{-0.10}$	2.45 ± 0.10	82 ± 10

Avant d’aborder les principales sources d’incertitude concernant les résultats obtenus - statistique, efficacité et fond - remarquons que les deux analyses ont été effectuées en considérant les multipolarités dominantes $L=0$ et $L=2$. Il serait sur-ement intéressant d’évaluer la contribution des autres multipolarités, $L=1$ et $L=3$ en particulier, qui ne sont peut-être pas négligeables, comme l’indique l’analyse de la diffusion de particules α sur le ^{58}Ni [Lui06].

Les résultats présentés ont été extraits avec 2 UT de mesure effective soit un total de 16 h de comptage. L’analyse des données est affectée par le manque de statistique. Dans la première méthode présentée, il apparaît dans les spectres en énergie d’excitation (fig. 4.3) des structures dues aux fluctuations statistiques. Dans la seconde méthode, les distributions angulaires partielles (fig. 4.5) présentent de grandes barres d’erreur statistique qui impliquent une incertitude importante sur la décomposition multipolaire. Les distributions de force quadrupolaire et monopolaire en particulier (fig. 4.6) sont donc soumises à des incertitudes importantes.

Le système de détection ne permet pas de détecter toutes les particules émises. Une simulation a permis de corriger les données expérimentales de l’acceptance géométrique du système de détection (cf § 3.5). Cependant, l’efficacité de détection du système, qui est difficile à évaluer notamment en ce qui concerne les seuils de détection de Maya, n’a pas été prise en compte.

Les résultats obtenus sont soumis à une incertitude à la fois quant à la nature et à la magnitude du fond. Dans notre cas, ce problème est dû, en partie, au fait que nous ne distinguons pas les protons et les deutons. Nous avons considéré que le fond était entièrement dû au breakup du deuton. Nous avons simulé la forme à partir de données expérimentales du breakup induit sur le ^{58}Ni et normalisé à nos données expérimentales. Même si rien ne justifie a priori cette démarche, nous avons constaté que la forme obtenue est par ailleurs compatible, en comparant

par exemple avec la référence [You96], avec celle d'un continuum de résonance géante tant au niveau du spectre en énergie d'excitation que des distributions angulaires.

Deuxième partie

Influence de la superfluidité sur le temps de refroidissement d'une étoile à neutrons

Chapitre 5

Introduction aux étoiles à neutrons

Suite à la découverte du neutron en 1932 par Chadwick, L. Landau prédit l'existence d'un nouveau genre d'étoile : les étoiles à neutrons. En 1934, Baade et Zwicky [Baa34] suggèrent qu'une étoile dont le coeur de Fer dépasse la masse de Chandrasekhar¹ s'effondrerait sur elle-même. La grande quantité d'énergie alors dégagée ferait exploser l'étoile et le coeur effondré donnerait naissance à une étoile à neutrons.

La première observation d'une étoile à neutrons remonte à la fin des années 60. Une source radio périodique d'une régularité exceptionnelle fut observée de manière fortuite en 1967 par Bell et Hewish et rapidement identifiée [Gol69] comme une étoile à neutrons en rotation, appelée pulsar, reste de l'explosion d'une supernova. La détection du pulsar de la nébuleuse du Crabe, reste de la supernova observée en 1054 par les Chinois, a confirmé le scénario d'explosion et a motivé de nouveaux efforts pour comprendre la formation et la structure des étoiles à neutrons.

5.1 La formation des étoiles à neutrons

L'étoile à neutrons constitue le stade ultime de la vie, représentée sur la figure 5.1, d'une étoile massive. Les étoiles se forment à partir d'un nuage, composé essentiellement d'hydrogène, qui se contracte sous l'effet des forces gravitationnelles. Au delà de certaines densités et températures (10^6 - 10^7 K), s'allument des réactions de fusion thermonucléaire de l'hydrogène conduisant à la formation d'hélium. Ces réactions exothermiques libèrent une quantité d'énergie suffisante pour stabiliser l'étoile durant sa combustion en assurant une pression dite de radiation. Une fois le combustible brûlé en hélium plus rien ne s'oppose, dans le coeur de l'étoile, à la gravitation. Le coeur d'hélium s'effondre donc à son tour. L'augmentation de température peut provoquer l'allumage d'une nouvelle génération de réactions thermonucléaires : la fusion de l'hélium conduit à la synthèse d'éléments de masse moyenne (C, O, Ne ...).

Dans les étoiles légères, comme notre Soleil, la combustion de l'hydrogène est la seule étape possible de nucléosynthèse : la fusion de l'hélium ne démarre que si la masse de l'étoile est supérieure à $0.5 M_\odot$ ² (1). Au delà de $8 M_\odot$ environ, les étoiles créent un coeur de carbone-oxygène-néon (2). Dans les étoiles de masse supérieure à $11 M_\odot$ environ, les réactions thermonucléaires se poursuivent jusqu'à produire un coeur de fer. A la fin de cette ultime étape de nucléosynthèse co-existent alors plusieurs couches de matière : hydrogène dans les couches externes, puis hélium, carbone et oxygène, silicium plus au centre et finalement un coeur de fer (3). On dit que l'étoile possède une structure en pelure d'oignon. Une théorie complète de la nucléosynthèse stellaire a été proposée pour la première fois par

¹Masse au delà de laquelle l'équilibre d'un système hydrostatique n'est plus possible, $M_C \approx 5.76 Y_e^2 M_\odot$, Y_e étant la fraction d'électrons par nucléon. Pour le ^{56}Fe , $Y_e \simeq 0.4$.

² $M_\odot$ est la masse du Soleil : $M_\odot = 1.99 \times 10^{30}$ kg.

G. Burbidge, M. Burbidge, W. Fowler et F. Hoyle [Bur57] en 1957.

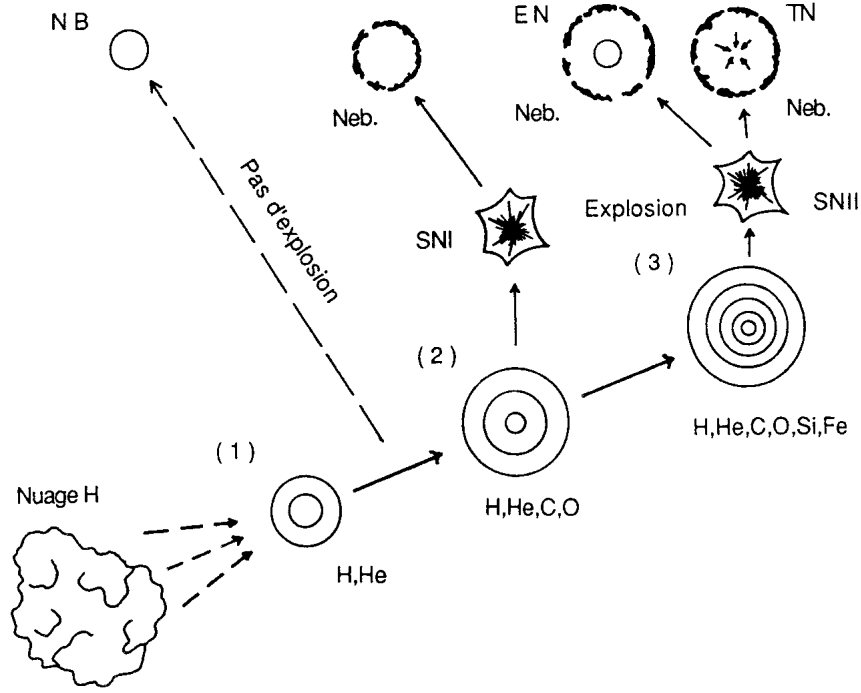


FIG. 5.1 – Représentation schématique des principales phases d'évolution stellaire depuis le nuage d'hydrogène jusqu'aux phases ultimes d'évolution, naine blanche (NB), nébuleuse (Neb.), étoile à neutrons (EN) ou trou noir (TN). Extrait de [Sur98].

L'évolution ultime des étoiles dépend également de leur masse. Les étoiles de masse inférieure à $4 M_{\odot}$ se refroidissent sous forme de naines blanches alors que les étoiles plus massives ($4 \leq M \leq 8 M_{\odot}$) disparaissent en une gigantesque explosion thermonucléaire : c'est le phénomène de supernova de type I (SN I) qui conduit à la formation d'une nébuleuse. Ce sont les étoiles très massives ($11 \leq M \leq 20 M_{\odot}$) qui conduisent à la formation des étoiles à neutrons. La fin de l'évolution d'une telle étoile débute avec la contraction gravitationnelle du cœur de fer. Le fer étant parmi les éléments les plus stables, de nouvelles réactions de synthèse ne peuvent s'allumer. Arrivée à la synthèse du fer, la stabilité de l'étoile n'est plus assurée que par la pression de dégénérescence des électrons, due au principe de Pauli. Quand la masse du cœur dépasse la masse de Chandrasekhar, l'effondrement devient inévitable. Le cœur occupe alors une région relativement petite de l'étoile : son rayon est d'environ 3000 km contre 30 millions de km pour l'étoile entière. Le cœur de fer s'effondre en 0.1 seconde (temps d'une chute libre) et n'affecte pas la matière enveloppant le cœur. Lorsque la densité de la matière atteint environ 10^7 g.cm^{-3} , les premières réactions de capture électronique libèrent des neutrinos

électroniques. Une fois atteinte la densité de saturation de la matière nucléaire ($\rho_0 = 2.8 \times 10^{14} \text{ g.cm}^{-3}$), l'incompressibilité de la matière nucléaire (cf § 1.3.2) arrête l'implosion de la partie centrale du coeur alors que la partie extérieure continue de tomber : le coeur rebondit sur lui-même. Ce rebond peut conduire à la formation d'une onde de choc qui éjecte dans le milieu interstellaire les couches externes de l'étoile formant ainsi une nébuleuse ; il s'agit du phénomène de supernova de type II (SNII). La partie centrale reste sous forme compacte et donne naissance à une étoile à neutrons dont la masse est comprise entre 1 et 2 $M_\odot$. Mentionnons que le résidu de la supernova peut s'effondrer sur lui-même et former un trou noir si une bonne partie des couches externes n'ayant pas atteint la vitesse de libération retombe vers le centre. Le trou noir a alors une masse comprise entre 3 et 20 $M_\odot$ environ.

Même si l'association de la nébuleuse du Crabe et de la supernova SN1054 observée par les chinois en 1054 confirme ce scénario, il ne faut cependant pas oublier que les restes de la supernova SN1006 et celle de Tycho-Brahé SN1572 ne possèdent aucun pulsar en leur centre. Ces contre-exemples, qui pourraient s'interpréter simplement comme des SNI, peuvent cependant s'expliquer sans forcément écarter le scénario de SNII : l'émission radio de ces pulsars n'est peut-être pas alignée avec la Terre, l'étoile à neutron a pu être éjectée en dehors de la nébuleuse ou ces deux supernovae ont donné naissance à un trou noir. D'où l'importance que revêt l'explosion récente de SN1987A : identifier un résidu compact au centre du nuage résultant de l'explosion, si possible sous forme de pulsar, serait une nouvelle confirmation de ce scénario d'évolution stellaire. Elle permettrait en outre de recueillir des informations sur le plus jeune pulsar jamais observé. En particulier la température de surface de ce pulsar donnerait des indications sur le scénario de refroidissement de l'étoile après sa formation.

5.2 Quelques caractéristiques observationnelles

Le tableau 5.1 résume les caractéristiques des étoiles à neutrons accessibles à partir de l'observation en regard de celles du Soleil, étoile qui nous est plus familière.

L'étoile à neutrons est une source de forte émission de rayonnement. La direction de l'émission, déterminée par les lignes de champ magnétique intense de l'étoile, n'est pas alignée avec son axe de rotation. Ceci explique la régularité des signaux reçus et le nom de pulsar donné à ces objets. En 2005, plus de 1000 pulsars étaient déjà répertoriés. La moitié d'entre eux appartient à un système binaire ; six ont une autre étoile à neutrons comme compagnon et pour l'un de ceux-ci le compagnon est également un pulsar. Lorsque l'étoile "pulse", la donnée observationnelle la plus directe que l'on obtient est sa période de rotation : de l'ordre de 1 ms à 10 s. La période de rotation des pulsars est extrêmement régulière sauf à de rares moments où la variation relative de la période atteint $10^{-8} - 10^{-6}$. Ce

TAB. 5.1 – *Principales caractéristiques des étoiles à neutrons comparées à celles du Soleil.*

Propriétés		Soleil	Etoile à neutrons
Masse	$[M_{\odot}]$	1	1.4
Rayon	$[km]$	7×10^5	10
Densité moyenne	$[g.cm^{-3}]$	2	5×10^{14}
Température de surface	$[K]$	5800	$\leq 2 \times 10^6$
Température intérieure	$[K]$	150	$\leq 10^9$
Paramètre de relativité Ξ		10^{-6}	10^{-1}
Champ Magnétique	$[G]$	$1 - 10^3$	$10^{12} - 10^{15}$

phénomène, appelé "glitch", suggère que l'étoile à neutrons possède une écorce solide constituée de noyaux baignant dans un gaz superfluide de neutrons. L'apparition de vortex au sein du gaz superfluide en rotation, avancée par le modèle du "vortex pinning" [And75], permettrait d'expliquer les glitches. On mesure ainsi l'importance de bien comprendre les propriétés superfluides de la matière nucléaire à ces densités pour interpréter les données observationnelles concernant les étoiles à neutrons.

Il est possible de mesurer avec précision la masse de certaines étoiles à neutrons appartenant à des systèmes binaires. Les valeurs ainsi observées fournissent des masses typiquement de $1.4 M_{\odot}$ comme le montre la figure 5.2. Il ne semble pas que l'on observe des étoiles à neutrons de masses supérieures à $2.5 M_{\odot}$.

Le ralentissement de la vitesse de rotation permet d'évaluer le rayon de l'étoile à neutrons. En effet, en supposant que le ralentissement de la vitesse angulaire $d\omega/dt$ est uniquement dû à la perte d'énergie sous forme d'émission d'ondes électromagnétiques, et en supposant qu'il n'y a aucune autre source de rayonnement électromagnétique, alors la luminosité L est alors reliée au moment d'inertie I :

$$L = \frac{dE}{dt} = -I\omega \frac{d\omega}{dt} \quad (5.1)$$

Connaissant la masse M de l'étoile, il est possible d'en déduire son rayon R ($I \propto MR^2$). On évalue de cette façon le rayon des étoiles à neutrons à quelques dizaines de kilomètres. L'étude du spectre de corps noir, plus précise, donne un rayon compris entre 8 et 15 km environ. Avec une masse supérieure à celle du Soleil, les étoiles à neutrons sont des objets très compacts qui doivent être traités dans le cadre de la relativité générale comme en témoigne leur paramètre de relativité³ proche de 1. Ainsi le premier système binaire de pulsars découvert par

³Le paramètre de relativité $\Xi = \frac{GM}{Rc^2} \sim \frac{R_s}{R}$ est une bonne mesure du degré de relativité d'un objet. Il mesure l'importance de l'énergie potentielle gravitationnelle ainsi que le degré de

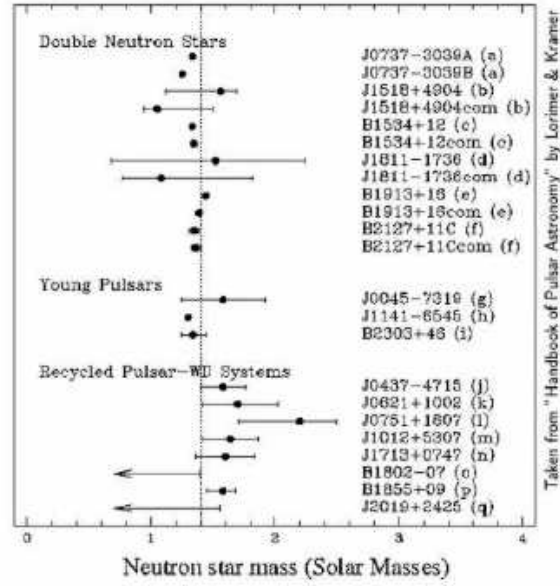


FIG. 5.2 – Masses de 23 étoiles à neutrons déduites d'observations de pulsars dans des systèmes binaires. La ligne verticale en pointillés correspond à la valeur moyenne de $1.4 M_{\odot}$. D'après [Sta04].

Hulse et Taylor [Hul94] a permis de tester la théorie de la relativité générale avec une très bonne précision et en particulier les prédictions selon lesquelles un tel système perd de l'énergie en émettant des ondes gravitationnelles. Cette confirmation indirecte de l'existence d'ondes gravitationnelles leur a valu de recevoir le prix Nobel en 1993.

Ces contraintes observationnelles plus ou moins directes sur les valeurs des masses et des rayons permettent d'évaluer la densité moyenne ρ des étoiles à neutrons. On obtient typiquement des valeurs de l'ordre de grandeur de la densité nucléaire :

$$\rho \sim \frac{3M}{4\pi R^3} \sim 5 \times 10^{14} \text{ g.cm}^{-3} \sim 2\rho_0, \text{ pour } M \sim 1.4 M_{\odot} \text{ et } R \sim 10 \text{ km}$$

Le champ magnétique, quant à lui, est estimé à quelques 10^{12} G, ce qui est gigantesque au vu du champ magnétique terrestre (0.5 G). Certaines étoiles à neutrons, appelées "magnetars", possèdent un champ magnétique de plus de 10^{15} G. En 1992, R. Duncan et C. Thompson postulèrent leur existence [Dun92] et, dans la décennie qui suivit, elle fut acceptée comme explication plausible des "Soft Gamma Repeater" [Kou99], sources astrophysiques de rayons gamma connaissant des épisodes d'émission violente, récurants mais irréguliers.

proximité du rayon effectif de l'objet par rapport à son rayon de Schwarzschild (R_S est l'horizon du trou noir de masse M).

5.3 Mesures de température de surface

L'observation des radiations thermiques provenant des étoiles à neutrons constitue un problème difficile. D'une part, seules les étoiles isolées (50 % des étoiles à neutrons) qui ne sont pas réchauffées par de l'accrétion de matière peuvent être étudiées. D'autre part, la radiation émise par les étoiles à neutrons, du fait de leur compacité, est faible. Les étoiles proches et suffisamment chaudes ($T_s \geq 10^5 - 10^6$ K), qui émettent un rayonnement X doux, sont visibles par les détecteurs actuels. Cependant une grande partie du rayonnement est absorbée par l'atmosphère terrestre et ne peut être détectée que depuis des ballons, satellites ou observatoires spatiaux. Citons les premiers observatoires de ce type : *Einstein* (1978-1981) et *EXOSAT* (The European X-Ray Observatory Satellite, 1983-1986). Par la suite *ROSAT* (The Röntgen Satellite, 1990-1998), *ASCA* (The Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics, depuis 1993) et *RXTE* (The Rossi X-Ray Timing Explorer, depuis 1995) ont pris le relais avec à leur bord des détecteurs tels que le détecteur de rayons X à microcanaux *HRI* (High Resolution Imager), le détecteur *SIS* (Solid State Imaging Spectrometer) ou *PCA* (Proportional Counter Array). En 1999, les observatoires *Chandra* et *XMM – Newton* ont été lancés. *EUVE* (The Extreme Ultra-Violet Explorer) explore quant à lui le domaine ultraviolet.

TAB. 5.2 – *Age et température de surface de plusieurs étoiles à neutrons. Extrait de [Yak04].*

Source	$t \times 10^3$ [ans]	$T_s^\infty \times 10^6$ [K]
PSR J0205+6449	0.82	< 1.1
Crab	1	< 2
RX J0822-4300	2-5	1.6-1.9
1E 1207-52	≥ 7	1.1-1.5
Vela	11-25	0.65-0.71
PSR B1706-44	~ 17	$0.82^{+0.01}_{-0.34}$
Geminga	~ 340	$0.56^{+0.07}_{-0.09}$
RX J1856.4-3754	~ 500	< 0.5
PSR B1055-52	~ 530	~ 0.7
RX J0720.4-3125	~ 1300	~ 0.5

Le traitement des données et la reconstruction du spectre réel donnent lieu à de larges incertitudes [Yak99]. Le signal thermique doit être séparé du bruit de fond, particulièrement intense pour les jeunes étoiles à neutrons situées dans une nébuleuse, ainsi que de la radiation des pôles de l'étoile, beaucoup plus chauds ($\sim 3 \times 10^6$ K) pour les étoiles âgées. La radiation thermique constitue une fraction appréciable du rayonnement total uniquement pour les étoiles de 10^4 à 10^6 années. Pour ces étoiles, la valeur de la température de surface est obtenue en re-

produisant le spectre avec des modèles théoriques dont la composante thermique est donnée soit par le spectre du corps noir soit par une atmosphère théorique composée dans la plupart des cas d'hydrogène. Ces modèles possèdent plusieurs paramètres : la distance nous séparant de l'étoile à neutrons considérée, à l'origine d'une incertitude de 10% minimum, et le gaz interstellaire qui absorbe une partie du spectre. La réponse du détecteur, dont les caractéristiques varient dans le temps et doivent être régulièrement calibrées, comporte aussi une part d'inconnue. Finalement, si la statistique des taux de comptage est trop faible, les paramètres ne peuvent être ajustés et seulement une valeur limite supérieure de la température de surface est donnée. Quant à l'âge de l'étoile, celui-ci est déterminé à partir du taux de ralentissement de sa vitesse de rotation ou en étudiant la taille de la nébuleuse. En dépit de ces difficultés d'observation et d'analyse, des résultats sont désormais disponibles. Une compilation de résultats observationnels est présentée dans le tableau 5.2.

5.4 Structure microscopique

Malgré leur nom, les étoiles à neutrons ne sont pas constituées uniquement de neutrons même si, avec en moyenne environ 1 proton pour 150 neutrons, elles sont des objets très exotiques. Comme l'illustre la figure 5.3, plusieurs zones de composition très différentes se succèdent en fonction de la distance au centre de l'étoile.

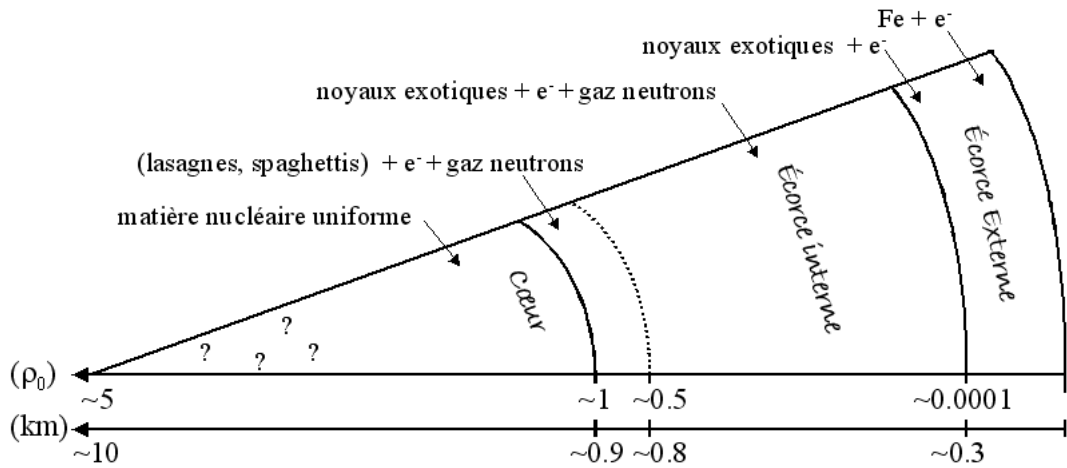


FIG. 5.3 – Vue schématique en coupe d'une étoile à neutrons. L'échelle n'est pas respectée.

L'écorce de l'étoile à neutrons est divisée en deux zones : l'écorce externe et l'écorce interne. Du point de vue d'un physicien nucléaire, la matière à la surface de l'étoile à neutrons est très semblable à la matière terrestre. Il s'agit d'un réseau cristallin de type CC (cubique centré) de Fer entouré d'une mer d'électrons. Apparaissent ensuite aux noeuds de ce réseau des noyaux plus lourds tels que le ^{52}Ni ou le ^{84}Se . A partir d'une densité de l'ordre de $8 \times 10^9 \text{ g.cm}^{-3}$, des réactions de capture électronique induisent une neutronisation du milieu qui se compose alors de noyaux plus riches en neutrons : typiquement des noyaux comme le ^{82}Ge jusqu'au ^{118}Kr . L'écorce interne marque le passage de la drip-line neutron. La fraction de neutrons devient tellement grande qu'ils sont délocalisés et forment un gaz dans lequel baigne le réseau de noyaux exotiques. Enfin vient une zone composée d'un réseau déformé agencé en structures appelées, pour les formes qu'elles revêtent, lasagnes ou spaghetti : la phase "pasta". L'épaisseur de l'écorce (externe et interne) représente environ 10% du rayon total pour seulement 1/1000 de sa masse. C'est dans cette région que la masse volumique croît d'une densité de l'ordre de celle de la Terre à l'extérieur ($\sim 10 \text{ g.cm}^{-3}$) à la valeur nucléaire ($\sim 10^{14} \text{ g.cm}^{-3}$) à l'intérieur.

Le coeur de l'étoile à neutrons est formé, dans sa partie externe, d'un liquide de matière nucléaire à température pratiquement nulle ($kT \sim 0.01\text{-}0.1 \text{ MeV}$). Cette matière nucléaire contient près de 90% de neutrons. Ce sont ces neutrons qui assurent dans une très large mesure la stabilité de l'étoile en opposant à la gravitation une pression d'origine quantique. La partie centrale de l'étoile à neutrons demeure assez mystérieuse. Elle pourrait être formée d'un grand nombre de pions par désintégration de neutrons ($n \rightarrow p + \pi^-$) ou éventuellement constituée d'un condensat de kaons, d'hypérons, de phases déconfinées de matière nucléaire où les quarks existeraient à l'état libre.

Remarquons que les noyaux qui composent l'écorce interne, du fait de leur composition très exotique, ne peuvent être synthétisés en laboratoire. En outre, il n'est pas possible de recueillir de l'observation des étoiles à neutrons des informations sur les régions internes. L'écorce et le coeur des l'étoiles à neutrons ne peuvent être décrit que théoriquement. Afin de contraindre au maximum les modèles théoriques, il est très important de relier les propriétés qu'ils fournissent aux grandeurs observationnelles disponibles comme, par exemple, la masse, le rayon ou la température de surface.

5.5 Superfluidité nucléaire

En 1960, peu de temps après la formulation de la théorie de la superconductivité par Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS) et son application aux systèmes nucléaires, Migdal présente l'étoile à neutrons comme un système superfluide macroscopique [Mig60]. Depuis, la présence d'une phase superfluide de neutrons ou de protons est souvent invoquée pour expliquer certaines propriétés dynamiques

ou thermiques des étoiles à neutrons comme les glitches ou le refroidissement de l'étoile. Un état des recherches théoriques sur la superfluidité dans la matière neutronique et plus généralement dans la matière nucléaire est donné dans la référence [Lom01].

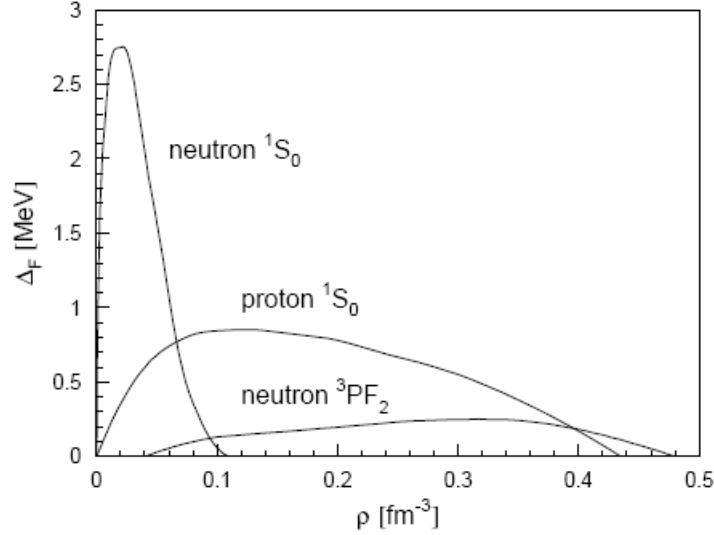


FIG. 5.4 – Différents gaps d'appariement $T=1$ dans la matière composant les étoiles à neutrons, en fonction de la densité totale. Extrait de [Lom01].

L'approche BCS, reposant sur la formation de paires de Cooper, a pu être étendue avec succès aux systèmes nucléaires malgré le cœur fortement répulsif de l'interaction nucléon-nucléon. La matière nucléaire, et par conséquent les étoiles à neutrons, présentent donc des phases superfluides dont les valeurs typiques de gap sont représentées sur la figure ???. Les neutrons sont appariés dans les canaux 1S_0 et 3PF_2 . Cette dernière composante, qui apparaît à plus haute densité, est moins intense. Le gap d'appariement dans le canal 1S_0 est plus faible pour les protons que pour les neutrons où il atteint pratiquement 3 MeV.

Cependant, il est possible que la matière nucléaire soit polarisée : les nucléons participant à l'appariement écranteraient eux-même l'appariement et en conséquence le gap serait fortement réduit. Traiter correctement les effets de la polarisation du milieu nécessite d'aller au delà de l'approximation BCS et constitue un problème très difficile. Les nombreux travaux publiés sur le sujet s'accordent généralement sur une forte réduction du gap par rapport à celui obtenu dans l'approximation BCS. Une compilation de ces résultats, présentée sur la figure 5.5, montre que l'intensité et la dépendance en densité de la suppression du gap varient significativement d'une approche à l'autre. A l'heure actuelle, ce problème est encore considéré comme ouvert.

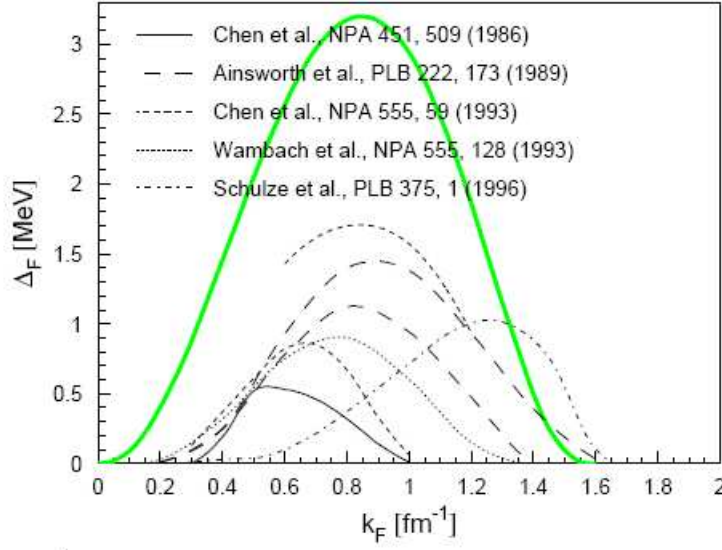


FIG. 5.5 – Gap 1S_0 dans la matière pure de neutrons prédit par plusieurs calculs tenant compte des effets de polarisation du milieu. La courbe en gras correspond au résultat BCS. Extrait de [Lom01]. La densité de saturation, $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$, correspond à un moment $k_F = 1.33 \text{ fm}^{-1}$.

5.6 Le refroidissement des étoiles à neutrons

Au moment de leur formation les températures régnant à l'intérieur des étoiles à neutrons sont de l'ordre de 30 MeV ($\sim 3 \times 10^{11} \text{ K}$). Environ 20 secondes après sa naissance, l'étoile à neutrons devient transparente aux neutrinos. Ces neutrinos très énergétiques quittent l'étoile qui se refroidit alors jusqu'à des valeurs de l'ordre du MeV. Deux scénarios, présentés sur la figure 5.6, sont ensuite envisagés : le refroidissement "rapide" et le refroidissement "standard".

Le refroidissement rapide

Dans le scénario de refroidissement rapide, le coeur de l'étoile à neutrons se refroidit très rapidement, en quelques minutes. Vers la fin des années 1970, le processus URCA direct a été avancé pour expliquer le refroidissement rapide du coeur des étoiles à neutrons. Une revue historique est présentée dans la référence [Yak99]. URCA direct, ainsi dénomé en référence au casino de Rio et à son efficacité pour vider les poches des joueurs, fait intervenir les réactions suivantes :

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad p + e^- \longrightarrow n + \nu_e$$

qui produisent des neutrinos énergétiques. Juste après l'explosion, l'étoile est transparente pour ces neutrinos qui s'échappent de l'étoile et évacuent une partie

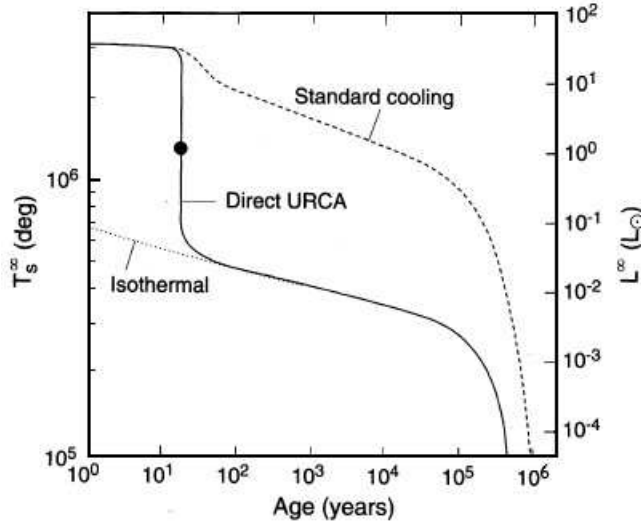


FIG. 5.6 – Exemple de refroidissement d’une étoile à neutrons dans le modèle standard et dans le modèle rapide (direct URCA) : température de surface observée en fonction du temps. Extrait de [Lat94].

de l’énergie thermique présente.

Cependant, la possibilité d’existence, selon la composition de l’étoile, d’un tel mécanisme est encore sujette à discussion. Certaines études prétendent que le coeur doit être constitué de matière exotique telle qu’un condensat de pions, de kaons ou de quarks. Lattimer et al [Lat91] ont montré que la matière non-exotique peut se refroidir par processus URCA direct, la quantité importante étant la proportion de protons, de l’ordre de 11 %. Selon Prakash et al [Pra92] la présence d’hyperons Σ^- induirait une protonisation du milieu et autoriserait ainsi le processus URCA direct. D’autres études récentes (Akmal, Pandharipande & Ravenhall 1998 ; Banik & Bandyopadhyay 2000 ; Voskresensky et al. 2000) semblent favorables au scénario de refroidissement rapide du coeur.

Ce mécanisme de refroidissement rapide ne concerne que les régions de densité supranucléaire, c’est-à-dire le coeur de l’étoile. Une inversion de température se produit alors : l’écorce de l’étoile devient plus chaude que son coeur. Un exemple du profil en température d’une étoile à neutrons en fonction du temps est présenté sur la figure 5.7. La chaleur de l’écorce diffuse ensuite vers l’intérieur. Autrement dit, l’onde de froid provenant du coeur se propage vers l’extérieur. Pendant cette phase de refroidissement de l’écorce, la température de surface reste pratiquement constante, de l’ordre de 10^6 K. Ce plateau est visible sur la figure 5.6. Au moment où l’onde de froid atteint la surface de l’étoile, la température de surface chute alors jusqu’à des valeurs inférieures à $5 \cdot 10^5$ K. Le temps de diffusion serait indépendant du mécanisme de refroidissement du coeur, dans la mesure où celui-

ci est suffisamment rapide : la température du coeur doit devenir inférieure à 10^9 K en quelques secondes [Lat94]. Le temps de diffusion, de l'ordre de 1 à 100 ans, dépendrait entre autres de la taille de l'écorce, de sa chaleur spécifique et de sa conductivité thermique.

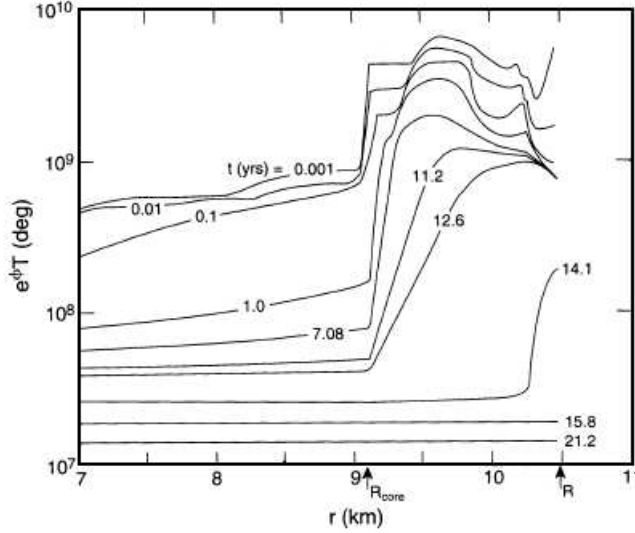
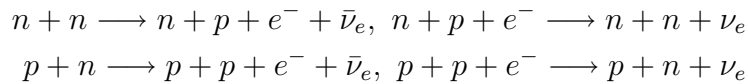


FIG. 5.7 – *Evolution thermique des parties externes d'une étoile à neutrons. $e^\phi T$ correspond à la température de surface observée, c'est-à-dire décalée vers le rouge de la quantité e^ϕ . Chaque courbe correspond à l'âge indiqué. R_{core} est la limite entre le cœur et l'écorce. Extrait de [Lat94].*

Le refroidissement standard

Le scénario standard prévoit que l'intérieur de l'étoile se refroidit lentement par émission de neutrinos selon un processus URCA modifié. Tout comme URCA direct, il s'agit également d'un ensemble de réactions β -decay ou β -capture à ceci près qu'elles font intervenir des nucléons spectateurs. Dans la matière nucléaire, deux voies de réactions sont ouvertes, les branches neutroniques et protoniques du processus URCA modifié :



Le rôle du nucléon spectateur est d'assurer la conservation du moment des particules protagonistes de la réaction. En effet, la conservation du moment en absence de spectateur (processus URCA direct) implique l'inégalité triangulaire

$p_{Fn} \leq p_{Fe} + p_{Fp}$, difficile à satisfaire quand le milieu est pauvre en protons et électrons. Ce processus se poursuit pendant 10^5 à 10^6 années environ jusqu'à ce que la température de l'étoile tombe en dessous de 10^6 K, valeur à partir de laquelle le refroidissement par émission de photons domine. L'étoile à neutrons serait alors observable dans le domaine X ou UV.

5.7 But de ce travail

Des deux scénarios de refroidissement de l'étoile présentés précédemment, ce travail de thèse est centré sur le scénario dit rapide et plus particulièrement sur sa dernière phase : la thermalisation de l'écorce interne de l'étoile suite au refroidissement extrêmement rapide de son cœur. De nombreuses études prenant en compte les effets de polarisation de la matière de neutrons sont favorables à une réduction du gap d'appariement des neutrons d'un facteur trois par rapport aux calculs BCS (cf § 5.5) dans les régions de densités correspondant à l'écorce interne. Le temps de refroidissement de l'étoile est-il sensible à la valeur du gap d'appariement ? La température de surface de l'étoile est-elle une observable permettant de contraindre la force d'appariement encore mal connue ?

Une des premières estimations du temps de refroidissement est due à Brown et al. [Bro88] qui ont étudié la possibilité d'une condensation de kaons étranges dans le cœur de l'étoile. Dans cette hypothèse, alors que le refroidissement du cœur est très rapide, la chaleur spécifique de l'écorce de l'étoile est telle que la chute de température met quelques dizaines d'années avant d'atteindre la surface de l'étoile. Dans cette référence, le temps de refroidissement $\mathcal{T}$ est donné par un modèle très simple : $\mathcal{T} \sim R_C^2/D$ où R_C est l'épaisseur de l'écorce et D sa diffusivité thermique. Par la suite, en considérant le processus URCA direct, des calculs plus sophistiqués et réalistes ont permis de caractériser l'évolution thermique de l'étoile [Rip91, Lat91, Lat94]. Il ressort également de ces simulations numériques que le temps de refroidissement dépend moins des détails concernant le mécanisme de refroidissement du cœur, que de la structure même de l'étoile à neutrons.

Il apparaît essentiel de maîtriser précisément la structure de l'écorce interne de l'étoile à neutrons afin de pouvoir par la suite exploiter les résultats des mesures de température de surface présentées précédemment. Par exemple, Lattimer et al. [Lat94] ont montré que le temps de diffusion, directement lié à l'épaisseur de l'écorce, permet de contraindre la masse et le rayon de l'étoile et ainsi de fournir de précieuses informations sur l'équation d'état de la matière dense. Encore faut-il connaître les propriétés de l'écorce influençant le temps de diffusion.

Pizzochero et al. [Piz02] ont étudié, en utilisant un modèle de refroidissement similaire à celui employé par Brown et al. [Bro88], l'influence des noyaux de l'écorce sur la chaleur spécifique et sur le temps de refroidissement de l'étoile. La présence d'agrégats dans l'écorce interne changerait de façon notable le temps de refroidissement, la force d'appariement ainsi que la température initiale de l'écorce

jouant un rôle significatif. L'impact de la force d'appariement sur les propriétés superfluides et sur la chaleur spécifique de l'écorce a récemment été analysé dans une approche microscopique Hartree-Fock-Bogoliubov à température finie (FT-HFB) [San04]. La chaleur spécifique peut changer de plusieurs ordres de grandeur selon que la force d'appariement est ajustée pour reproduire les calculs BCS avec l'interaction de Gogny ou bien les calculs de type Gorkov qui tiennent compte des effets d'écrantage du milieu et de l'énergie libre [She03].

Dans une première partie, nous avons étendu les calculs FT-HFB à l'ensemble de l'écorce des étoiles à neutrons. Suite aux travaux de Negele et Vautherin [Vau73], l'écorce interne est divisée en 10 zones. La référence [San04] présente la structure microscopique des deux premières zones, les plus denses. Au delà, le calcul FT-HFB présente des instabilités numériques, que nous avons résolues afin de décrire les zones de plus faible densité. L'ensemble de l'écorce est alors décrit de manière auto-cohérente pour deux situations d'appariement : l'appariement fort et l'appariement faible, correspondant à un gap maximal de 3.3 MeV et 1 MeV respectivement. Notre but est de tester l'influence de la superfluidité, dont l'intensité est encore mal connue, sur la chaleur spécifique dans un cadre microscopique totalement auto-cohérent, permettant de traiter aussi bien les agrégats que la matière pure de neutrons. Le calcul du temps de refroidissement dans différentes situations d'appariement, reposant sur le même modèle que dans la référence [Piz02], sera présenté.

Chapitre 6

Description microscopique de l'écorce interne

L'écorce interne de l'étoile à neutrons couvre un domaine en densité allant de la drip-line neutron ($\approx 3.4 \times 10^{-3} \rho_0$), à la moitié de la densité de saturation ($\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$). Selon le modèle communément admis, l'écorce interne des étoiles à neutrons s'organiserait en un réseau coulombien de type cubique centré. Au site de ce réseau seraient localisés des agrégats nucléaires immergés dans un gaz de neutrons délocalisés et d'électrons relativistes [Pet95]. Cette structure, qui rigoureusement devrait être décrite avec la théorie des bandes, se prête à l'approximation de cellules de Wigner-Seitz sphériques et indépendantes.

Le traitement microscopique Hartree-Fock-Bogoliubov à température finie (FT-HFB) de l'écorce interne des étoiles à neutrons se révèle tout à fait adapté à l'étude que nous souhaitons mener. Grâce à cette approche, nous pourrions tester la sensibilité aux corrélations d'appariement de la phase superfluide de neutrons, et par là même de la chaleur spécifique de l'écorce. Nous présentons tout d'abord dans ce chapitre les travaux historiques de Negele et Vautherin. Ensuite nous rappelons les méthodes générales de champ-moyen utilisées en physique nucléaire pour résoudre le problème à N-corps. Les équations FT-HFB seront décrites dans l'approximation sphérique et en représentation de coordonnées. Dans les grandes cellules de Wigner-Seitz, nous avons identifié et traité plusieurs instabilités numériques. Finalement, une description microscopique auto-cohérente de l'ensemble de l'écorce interne des étoiles à neutrons est donnée.

6.1 Les travaux de Negele et Vautherin

Les travaux de Negele et Vautherin [Vau73] constituent une des premières investigations microscopiques de l'écorce interne des étoiles à neutrons. Dans cette référence, la distribution de la matière baryonique est calculée pour onze densités couvrant la région de basse densité de l'écorce interne, là où les noyaux sont supposés sphériques.

Les auteurs ont réalisé un calcul Hartree-Fock dans lequel la fonctionnelle en densité est obtenue par un développement de la matrice densité et ajustée grâce à l'équation d'état de Siemens-Pandharipande [Sie71]. L'interaction spin-orbite ainsi que les corrélations d'appariement ont été négligées. Les calculs sont réalisés dans l'approximation de Wigner-Seitz : la matière constituant l'écorce interne de l'étoile à neutrons est remplacée par un ensemble de cellules sphériques et indépendantes. Chaque cellule de rayon R_{WS} contient N neutrons, Z protons et autant d'électrons relativistes que de protons. A une densité fixée ρ , correspondent plusieurs configurations $\{ N, Z, R_{WS} \}$ telles que

$$\rho = \frac{N + Z}{4/3\pi R_{WS}^3} \quad (6.1)$$

et telles que la condition d'équilibre β est vérifiée. L'équilibre β est l'équilibre de la réaction de décroissance β ($n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) et de son inverse. Cet équilibre

conduit à la relation suivante entre les potentiels chimiques des diverses espèces mises en jeu :

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e. \quad (6.2)$$

La configuration retenue est celle qui minimise l'énergie totale. Le tableau 6.1 présente les principales caractéristiques des 11 cellules définies par Negele et Vautherin. Dans la suite nous ne tiendrons pas compte de la cellule la plus dense, appelée zone 0 dans le tableau 6.1, qui appartient en réalité à la phase "pasta". La figure 6.1, qui représente les densités de particules pour quelques unes de ces cellules, montre qu'au centre de chaque cellule se trouve un noyau entouré de neutrons libres formant un gaz uniformément réparti.

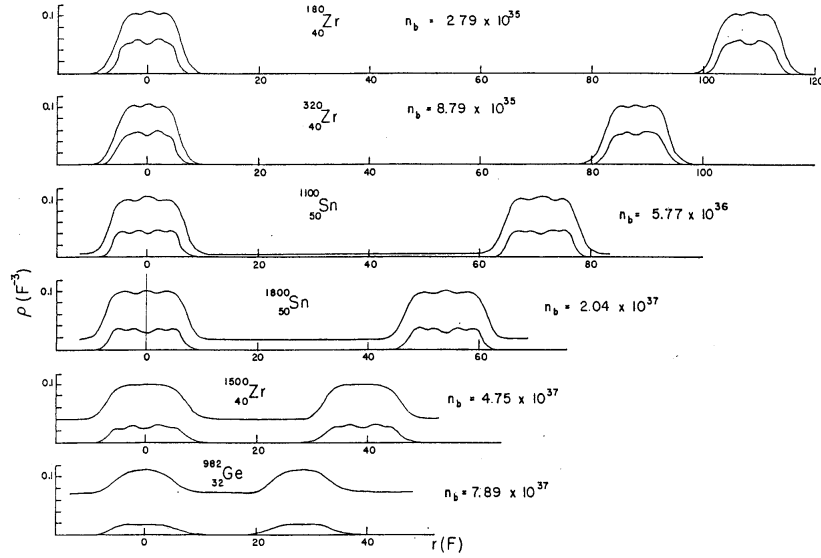


FIG. 6.1 – Densités de particules (neutrons et protons) pour quelques cellules de Wigner-Seitz, extraites de la référence [Vau73]. Deux cellules sont à chaque fois représentées pour illustrer la structure cristalline périodique constituant l'écorce interne des étoiles à neutrons. n_b correspond à la densité baryonique en fm^{-3} .

Récemment, Baldo et al. [Bal05] ont montré que l'appariement neutronique et protonique avaient une influence notable sur la structure de l'état fondamental de l'écorce interne. Les auteurs, qui se sont intéressés à la densité moyenne correspondant à $k_F=0.7 \text{ fm}^{-1}$ (configuration entre la zone 2 et la zone 3), retrouvent sans appariement les résultats de la référence [Vau73] : les nombres de protons 40 et 50, éventuellement 58, donnent les configurations les plus stables. Quand l'appariement entre en jeu, le nombre de protons obtenu passe à $Z=71$ pour $R_{WS}=31.2 \text{ fm}$. Ce résultat est lié aux potentiels chimiques μ_n et μ_p qui, fortement influencés par l'appariement, conduisent à une nouvelle situation d'équilibre par

rapport à la désintégration β . Les auteurs précisent cependant que ces résultats sont à prendre avec précaution, la configuration obtenue dépendant du choix de la fonctionnelle en énergie.

TAB. 6.1 – *Caractéristiques des 11 cellules de Wigner-Seitz définies par Negele et Vautherin [Vau73] : densité baryonique totale, rayon de la cellule, nombre de neutrons, nombre de protons, épaisseur de l'écorce interne correspondant à cette cellule (cf § 7.2.3).*

zone	ρ [g.cm ⁻³]	k_F [fm ⁻¹]	R_{WS} [fm]	N	Z	l [m]
10	4.59×10^{11}	0.20	54	140	40	12
9	6.58×10^{11}	0.23	49	160	40	13
8	8.88×10^{11}	0.26	46	210	40	15
7	1.45×10^{12}	0.29	44	280	40	21
6	2.61×10^{12}	0.36	42	460	40	40
5	6.14×10^{12}	0.48	39	900	50	45
4	9.50×10^{12}	0.54	36	1050	50	43
3	1.46×10^{13}	0.63	33	1300	50	87
2	3.36×10^{13}	0.83	28	1750	50	156
1	7.82×10^{13}	1.09	20	1460	40	187
0	1.30×10^{14}	1.32	14	950	32	-

6.2 Modélisation microscopique du noyau

Les cellules de Wigner-Seitz sont des systèmes nucléaires de grande taille constituées d'un nombre élevé de neutrons. Elles sont d'ailleurs parfois appelées ^{1800}Sn , ^{950}Zr ... Les modèles microscopiques, qui représentent le noyau en terme de degrés de liberté nucléonique, sont donc tout à fait adaptés à ces systèmes. La résolution de l'équation de Schrödinger, à divers degrés d'approximation, donne les fonctions d'onde et les énergies des états du système à partir desquelles ses propriétés macroscopiques, telles que densités protonique et neutronique ou chaleur spécifique, peuvent être calculées. Ces modèles se heurtent à deux problèmes majeurs : la connaissance de l'interaction nucléon-nucléon (NN) et le problème à N-corps.

6.2.1 L'interaction effective NN

La détermination de l'interaction nucléon-nucléon (NN) se range parmi les problèmes les plus anciens et les plus importants de la physique nucléaire théorique.

De nombreuses tentatives sont parties de la description des nucléons en terme de quarks faisant apparaître la force NN comme une force résiduelle (de l'interaction forte) de type Van Der Waals. La diffusion NN libre, dont on connaît les déphasages et les paramètres de basse énergie ainsi que les états liés à peu de nucléons (deuton, ^3H , ^3He), a permis la construction d'interactions très sophistiquées. La base théorique est le plus souvent composée d'une partie à longue portée attractive décrite par l'échange d'un pion, d'une partie à moyenne portée modélisée par l'échange de deux mésons lourds (ρ et ω) et d'un cœur dur phénoménologique. Ainsi sont nées d'innombrables forces NN avec, parmi les plus connues et peut-être les plus évoluées, les potentiels de Paris, de Bonn ou d'Argonne.

Très réalistes toutes ces approches se heurtent à un problème majeur : le passage de la situation nucléon-nucléon libre à la situation nucléon-nucléon dans le noyau. En effet, dans le noyau, le libre parcours moyen des nucléons est de l'ordre de la taille du noyau lui-même [Mot96]. De plus, ces interactions NN libres comportent un cœur dur extrêmement répulsif impossible à traiter par une approche auto-cohérente de type Hartree-Fock. On est donc conduit à utiliser des interactions effectives, interactions des nucléons au sein du noyau, qui ne comportent plus le problème du cœur dur. La matrice G de Brückner est une des interactions effectives les plus fondamentales. Cependant, les calculs avec cette interaction présentent de nombreuses difficultés et ne conduisent pas à des résultats en très bon accord avec l'expérience.

Les interactions effectives phénoménologiques donnent des résultats bien plus satisfaisants. Elles dépendent de paramètres ajustés sur des données expérimentales, comme les rayons nucléaires et les énergies de liaison. On distingue deux types d'interactions effectives phénoménologiques : les interactions de portée finie telles que l'interaction de Gogny et celles de portée nulle telles que la force de Skyrme. L'interaction de portée finie permet une meilleure simulation des longues et moyennes portées de l'interaction NN réaliste. Même si l'interaction de Gogny autorise un traitement auto-cohérent des propriétés d'appariement dans le formalisme HFB, celui-ci reste lourd à mettre en oeuvre.

La force de Skyrme est une interaction effective phénoménologique de portée nulle. Sa forme simple la rend facile à utiliser et a pris une réelle importance avec le succès de Vautherin et Brink [Vau72] lors des premières applications aux noyaux sphériques. La force de Skyrme sous sa forme la plus utilisée se présente comme la somme de plusieurs termes :

$$\begin{aligned}
V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= t_0(1 + x_0 P^\sigma) \delta(\vec{r}) && \text{terme central attractif} \\
&+ \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P^\sigma) [\delta(\vec{r}) \vec{P}^2 + \vec{P}'^2 \delta(\vec{r})] && \text{terme non-local répulsif} \\
&+ t_2(1 + x_2 P^\sigma) \vec{P}' \delta(\vec{r}) \vec{P} && \text{terme non-local attractif} \\
&+ \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P^\sigma) \delta(\vec{r}) (\rho(\vec{R}))^\alpha && \text{terme dépendant de la densité répulsif} \\
&+ i W_0(\vec{\sigma}) \vec{P}' \wedge \delta(\vec{r}) \vec{P} && \text{terme spin-orbite}
\end{aligned}$$

(6.3)

avec les notations usuelles : $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$, $\vec{P} = \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)$ l'opérateur de moment relatif qui agit à droite et $\vec{P}'$ celui qui agit à gauche, $P_\sigma = \frac{(1+\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)}{2}$ l'opérateur d'échange de spin. α module la dépendance en densité de l'interaction qui représente l'influence du milieu nucléaire sur l'interaction entre les nucléons.

Plusieurs paramétrisations de Skyrme ont été élaborées. Pour traiter les cellules de Wigner-Seitz nous avons utilisé l'interaction SLy4 paramétrisée par Chabanat et al. [Cha98] sur les noyaux instables riches en neutrons. Les paramètres de cette interaction sont les suivants :

$$\begin{aligned} t_0 &= -2488.91 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3 & x_0 &= 0.834 \\ t_1 &= 486.82 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5 & x_1 &= 0.344 \\ t_2 &= -546.39 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5 & x_2 &= -1 \\ t_3 &= 13777 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{3+3\alpha} & x_3 &= 1.354 \\ W_0 &= 123 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5 & \alpha &= 1/6 \end{aligned}$$

6.2.2 Le problème à N-corps

Au delà d'une dizaine de nucléons, on ne sait pas résoudre exactement l'équation de Schrödinger. L'approximation du champ moyen, qui décrit le noyau en terme de particules indépendantes, permet de traiter le problème à N-corps : le principe variationnel est appliqué à une classe d'états particulière de l'espace de Hilbert. Le problème est encore simplifié en utilisant la théorie de la fonctionnelle en densité qui stipule que le système est entièrement caractérisé par sa densité.

Approximation du champ moyen

Le hamiltonien total d'un système de A nucléons, qui s'exprime comme la somme des énergie cinétiques individuelles T_i et des interactions effectives à deux corps $V(i, j)$ (en négligeant les interactions à trois corps),

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i<j=1}^A V(i, j), \quad (6.4)$$

peut s'écrire en fonction d'un champ moyen individuel V_i :

$$H = \underbrace{\sum_{i=1}^A (T_i + V_i)}_{H_0} + \underbrace{\sum_{i<j=1}^A V(i, j) - \sum_{i=1}^A V_i}_{V_{res}}. \quad (6.5)$$

L'approximation du champ moyen consiste à négliger l'interaction résiduelle V_{res} et à ne considérer que H_0 pour calculer l'état fondamental du noyau. Chaque

nucléon évolue indépendamment des autres sous l'effet du potentiel moyen V_i créé par l'ensemble des nucléons. Les nucléons ont comme hamiltonien $h_i = T_i + V_i$ et sont désormais indépendants. Leur fonction d'onde ϕ_i et leur énergie ϵ_i sont déterminées par les A équations de Schrödinger $h_i\phi_i = \epsilon_i\phi_i$. Le potentiel moyen peut être soit phénoménologique (Woods-Saxon ou oscillateur harmonique avec couplage spin-orbite) soit microscopique (potentiel auto-cohérent d'Hartree-Fock par exemple).

L'approximation du champ moyen permet de décrire les noyaux dans leur état fondamental (densités, énergie de liaison, rayon quadratique moyen, etc...). La description des états excités du noyau nécessite de prendre en compte l'effet non négligeable de l'interaction résiduelle.

Principe variationnel et DFT

L'état fondamental d'un système est déterminé par l'équation de Schrödinger indépendante du temps $H|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle$. D'après le principe variationnel, résoudre l'équation de Schrödinger équivaut strictement à rechercher la fonction d'onde ψ appartenant à l'espace de Hilbert telle que l'équation variationnelle

$$\delta E[\Psi] = \delta \frac{\langle \Psi | H | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} = 0 \quad (6.6)$$

est vérifiée. Ainsi, lorsque la recherche de l'état fondamental Ψ est restreinte à un certain type de fonctions d'onde mathématiquement simples (déterminant de Slater par exemple), l'application du principe variationnel donnera la fonction d'onde Ψ optimisée au sein de cette classe pour décrire l'état fondamental. La valeur moyenne de l'énergie $E[\Psi]$ sera la plus proche possible de l'énergie exacte E_0 de l'état fondamental.

La théorie de la fonctionnelle en densité -Density Functional Theory (DFT)- stipule qu'il existe une fonctionnelle de l'énergie $E[\rho]$ dépendante de la densité locale du système qui caractérise complètement son état fondamental. Il s'agit du théorème de Hohenberg-Kohn [Hoh64]. La DFT est un outil très puissant pour appréhender le problème à N-corps : Ψ est une fonction d'onde à $3N$ dimensions tandis que la densité ρ n'en possède que trois. La fonctionnelle en densité a désormais remplacé la notion d'interaction effective.

Exemple : la méthode Hartree-Fock

Dans la méthode Hartree-Fock, l'approximation du champ moyen est réalisée en choisissant la forme de la fonction d'onde de l'état fondamental du noyau : un déterminant de Slater des A fonctions d'ondes fermioniques ϕ_i à une particule (donc indépendantes) :

$$|\Psi\rangle = \prod_{i=1}^A a_i^\dagger |-\rangle \quad (6.7)$$

où $a_i^\dagger$ est l'opérateur de création d'une particule sur le vide de particule $|- \rangle$. Dans la méthode Hartree-Fock le champ moyen n'est pas connu initialement. Il est déterminé à partir de l'interaction effective NN de manière auto-cohérente, tout comme les orbitales ϕ_i , en appliquant le principe variationnel décrit précédemment qui conduit aux équations de Hartree-Fock [Rin80] :

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2m} \Delta + U_L(\mathbf{r}) \right) \phi_i(\mathbf{r}) + \int U_{NL}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \phi_i(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \epsilon_i \phi_i(\mathbf{r}) \quad (6.8)$$

où le champ moyen est la somme du terme local de Hartree U_L et du terme non local de Fock U_{NL} :

$$U_L(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}' V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \sum_{i=1}^A \phi_i^*(\mathbf{r}') \phi_i(\mathbf{r}') \quad (6.9)$$

$$U_{NL}(\mathbf{r}) = -V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \sum_{i=1}^A \phi_i^*(\mathbf{r}') \phi_i(\mathbf{r}) \quad (6.10)$$

Ces potentiels dépendent eux-mêmes des fonctions d'onde individuelles générant ainsi un système auto-cohérent de A équations non-linéaires. Ce système est résolu par itération et délivre à la convergence l'ensemble des fonctions d'onde individuelles ϕ_i avec leur énergie ϵ_i ainsi que le potentiel nucléaire.

Le seul ingrédient de base de cette méthode est l'interaction effective NN $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ construite de manière phénoménologique dont les paramètres une fois ajustés ne sont plus modifiés laissant une théorie sans aucun paramètre ajustable lors de la confrontation à l'expérience.

6.3 Au delà du champ-moyen : les corrélations d'appariement

L'approximation Hartree-Fock est bien adaptée à la description de noyaux pour lesquels il existe, dans le spectre de particules individuelles, un gap important entre le dernier niveau occupé et le premier état vide. Ce gap garantit la liaison du noyau générant un nombre magique pour le nombre de neutrons ou de protons correspondant. C'est le cas des noyaux pairs-pairs à couches fermées. L'approximation HF est insuffisante dès que l'on veut décrire les états fondamentaux des noyaux situés en milieu de couche. Il est alors nécessaire de prendre en compte les corrélations d'appariement responsables de plusieurs faits expérimentaux tels que l'effet pair-impair de l'énergie de liaison des noyaux ou la faible densité de niveaux à basse énergie des noyaux pairs-pairs.

6.3.1 Le concept de quasiparticule

L'appariement représente une partie des corrélations à courte portée de l'interaction nucléon-nucléon et se traduit par le fait que les nucléons possédant les mêmes nombres quantiques ont tendance à se regrouper par paires de spins opposés. Il s'agit du mécanisme de Cooper [Coo57]. Le "gain" d'énergie dû à l'appariement a pour effet de diffuser des nucléons vers des états situés au dessus du niveau de Fermi, créant ainsi des états constitués d'état de particule et d'état de trou.

L'approximation de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) traite l'appariement en considérant non plus un ensemble de particules indépendantes, comme dans la théorie Hartree-Fock, mais un ensemble de quasiparticules indépendantes. Une quasiparticule est une superposition d'un état de particule et d'un état de trou, créés dans la couche indexée k par l'opérateur

$$\beta_k^\dagger = u_k a_k^\dagger - v_k a_{\bar{k}} \quad (6.11)$$

où $\bar{k}$ est l'état individuel conjugué temporel de k . Les amplitudes de probabilité correspondantes v_k et u_k sont déterminées par un ensemble d'équations couplées : les équations BCS [Rin80]. Par la définition même d'une quasiparticule, le nombre de particules n'est pas conservé et c'est à ce titre que ce modèle constitue une approximation.

La théorie Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) est une généralisation de l'approximation BCS. Elle définit une quasiparticule de la façon la plus générale possible par l'opérateur

$$\beta_k^\dagger = \sum_l U_{lk} a_l^\dagger + V_{lk} a_l. \quad (6.12)$$

La particule et le trou peuvent alors appartenir à deux sous-couches différentes. A l'instar de l'approximation BCS, l'état fondamental HFB est défini comme un vide de quasiparticules.

6.3.2 Les équations HFB

Nous présentons ici le formalisme HFB, en représentation de coordonnées dans l'approximation sphérique et dans le cadre d'une interaction de Skyrme, détaillé dans les références [Bul80, Dob84, Dob96]. Dans ce cadre, le principe variationnel conduit aux équations HFB :

$$\begin{pmatrix} h(r) - \lambda & \Delta(r) \\ \Delta(r) & -h(r) + \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_k(r) \\ V_k(r) \end{pmatrix} = E_k \begin{pmatrix} U_k(r) \\ V_k(r) \end{pmatrix} \quad (6.13)$$

qui permettent de calculer les amplitudes U_k et V_k de la fonction d'onde de quasiparticule d'énergie E_k . Le champ moyen dans le canal particule-trou h correspond

au champ moyen auto-cohérent de la théorie HF. Il s'exprime comme la dérivée de la fonctionnelle en densité par rapport à la densité de particules ρ :

$$h(r) = \frac{\delta E}{\delta \rho(r)}, \quad \rho(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_k (2j_k + 1) V_k^*(r) V_k(r). \quad (6.14)$$

De manière analogue, le champ d'appariement dans le canal particule-particule Δ s'exprime en fonction de la densité de paires κ :

$$\Delta(r) = \frac{\delta E}{\delta \kappa(r)}, \quad \kappa(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_k (2j_k + 1) U_k^*(r) V_k(r). \quad (6.15)$$

Le multiplicateur de Lagrange λ est appelé potentiel chimique ou énergie de Fermi. Il est introduit de manière à fixer la valeur moyenne du nombre de particules du système. Dans le modèle Hartree-Fock les états single-particule ont une probabilité égale à 1 d'être occupés en dessous du niveau de Fermi et nulle au-delà alors que dans le modèle HFB la probabilité d'occupation d'un état k est V_k^2 .

Les équations HF+BCS et HFB sont parfois exprimées de manière matricielle en développant les états de quasiparticule sur une base de fonctions orthogonales obtenues par exemple avec le potentiel de l'oscillateur harmonique. Cependant, les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique perturbent la description des propriétés asymptotiques du système, essentielles dans notre cas où une bonne description du gaz de neutrons superfluide est nécessaire. En outre, les systèmes de grande taille, comme les cellules de Wigner-Seitz, génèrent une densité de niveaux élevée, qui techniquement ne peut être traitée qu'en représentation de coordonnées. Notons que les équations (6.14) et (6.15) présentées ci-dessus revêtent cette forme particulièrement simple justement parce que nous avons utilisé une interaction de type Skyrme. En effet, la présence de fonctions de Dirac dues à la portée nulle de l'interaction, rend la fonctionnelle dépendante uniquement des propriétés locales des densités. Résoudre les équations HFB en représentation de coordonnées en utilisant la force de Gogny est à l'heure actuelle impossible à cause des termes non locaux induits par la portée finie de la force de Gogny.

6.3.3 Traitement à température finie

La théorie HFB à température finie (FT-HFB) inclut les excitations thermiques de quasiparticules ainsi que les interactions entre quasiparticules. Notons que si l'énergie thermique $k_B T$ à température T est de l'ordre du gap moyen Δ , les excitations de quasiparticules sont nombreuses et par conséquent les corrélations d'appariement diminuent considérablement.

Il a été montré [Goo81] que les équations FT-HFB ont exactement la même forme que les équations HFB (6.13). Le champ moyen h et le champ d'appariement Δ restent également inchangés. Le principal effet de la température finie

est de produire une distribution de Fermi-Dirac des excitations de quasiparticules qui n'ont plus une probabilité d'occupation nulle comme dans le modèle HFB. Ceci a pour conséquence d'introduire un facteur de Fermi

$$f_k = \left(1 + e^{-\frac{E_k}{k_B T}}\right)^{-1} \quad (6.16)$$

dans le calcul des densités de particules ρ et d'appariement κ . Les équations (6.14) et (6.15) deviennent dans le cas d'une température non nulle T [San04b] :

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_k (2j_k + 1) (U_k^*(r) U_k(r) f_k + V_k^*(r) V_k(r) (1 - f_k)) \quad (6.17)$$

$$\kappa(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_k (2j_k + 1) (U_k^*(r) V_k(r) (1 - 2f_k)). \quad (6.18)$$

6.3.4 Problèmes numériques liés aux grandes boîtes

En symétrie sphérique, les premières solutions auto-cohérentes des équations HF ont été obtenues dans les années 1970 [Vau72, Bei75]. La description du problème HFB en représentation de coordonnées ainsi que l'implémentation du code correspondant ont été introduites par J. Dobaczewski et al. [Dob84]. Ce programme, très utilisé et modifié maintes fois, n'a cependant fait l'objet d'une publication que très récemment [Ben05] dans une version complètement réécrite. Citons quelques codes parmi d'autres disponibles à l'heure actuelle : un code HF+BCS [Rei91], un code utilisant la méthode Hartree-Bogoliubov en champ moyen relativiste [Pos97] et un code traitant les corrélations d'appariement avec la force de portée finie de Gogny [Gra02]. Récemment deux codes résolvant les équations HFB pour des noyaux non-sphériques ont été publiés dans les références [Dob00, Dob04, Sto05].

Nous utilisons le code implémenté à l'origine par J. Dobaczewski et al. [Dob84], auquel nous avons ajouté les effets de la température, qui résout les équations différentielles couplées HFB dans une boîte, en symétrie sphérique et dans le cas d'une interaction de Skyrme. Afin d'aborder les problèmes liés aux grandes boîtes, rappelons tout d'abord quelques éléments techniques. Les équations HFB (6.13) permettent de déterminer les deux composantes radiales U et V des fonctions d'onde¹. Il est possible d'introduire de nouvelles composantes radiales $\tilde{U}$ et $\tilde{V}$

$$\begin{pmatrix} U(r) \\ V(r) \end{pmatrix} = \mathcal{A} \begin{pmatrix} \tilde{U}(r) \\ \tilde{V}(r) \end{pmatrix} \quad (6.19)$$

¹Afin de simplifier les notations, l'indice k est omis.

où $\mathcal{A}$ est une matrice de rotation qui, judicieusement choisie [Dob84], conduit à un système d'équations différentielles ne contenant pas de dérivée au niveau des termes de couplage et aucune dérivée du premier ordre :

$$\begin{pmatrix} -M^* \frac{d^2}{dr^2} + V(r) & W(r) \\ W(r) & M^* \frac{d^2}{dr^2} - V(r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{U}(r) \\ \tilde{V}(r) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \tilde{U}(r) \\ \tilde{V}(r) \end{pmatrix} \quad (6.20)$$

Le terme $W(r)$ est le potentiel de couplage qui induit les corrélations d'appariement². Ces équations sont résolues grâce à la méthode numérique de Numerov [Dah74]. Les formes des deux composantes radiales, $\tilde{U}$ et $\tilde{V}$, sont imposées au centre de la cellule ($r = 0$) puis intégrées grâce à l'algorithme de Numerov jusqu'à un point de raccordement ($r = R_c$). La même procédure est appliquée depuis le bord de la boîte ($r = R_{WS}$) jusqu'à R_c . L'énergie pour laquelle, au point de raccordement, il y a égalité des fonctions d'onde et de ses dérivées, est l'énergie propre de l'état. Des conditions particulières au bord de la boîte sont imposées aux fonctions d'onde : les fonctions d'onde paires et la dérivée première des fonctions d'onde impaires s'annulent pour $r = R_{WS}$. Ces conditions mixtes permettent d'obtenir une solution physique dans le gaz de neutrons où la densité de particules et le champ moyen ont une valeur constante non nulle.

Lorsque les équations HFB sont résolues dans une boîte, les états du continuum sont discrétisés. Le principal problème lié aux grandes boîtes est la densité d'états qui devient élevée. Nous avons remarqué que ce sont particulièrement les états de grand moment angulaire et d'énergie de quasiparticule élevée qui sont alors difficiles à calculer numériquement. Cela provient du fait qu'une sous-couche de moment angulaire élevé contient des états à la fois liés et non-liés. Ces états ne peuvent être calculés avec le même rayon de raccordement dans l'algorithme de Numerov : le raccord d'un état non lié est optimal en milieu de boîte alors que celui d'un état lié est à la surface du noyau. Alors que ces rayons sont proches pour les petites cellules, ils deviennent très éloignés pour les grandes cellules. D'autre part, comme le montre la figure 6.2, les états de quasiparticule de grande énergie sont constitués d'états appartenant au continuum et aussi d'états liés. Quand la densité d'états augmente, il arrive que ces deux types d'états soient dégénérés.

Pour traiter ces problèmes, nous avons eu recours à plusieurs modifications dans le programme. Premièrement, nous avons réduit continuellement, par une fonction de type gaussienne, le potentiel de couplage W au delà de 20 MeV en énergie de quasiparticule. L'appariement jouant un rôle principalement autour du niveau de Fermi (énergie nulle de quasiparticule), cette valeur suffit à une description physique de l'appariement dans les cellules de Wigner-Seitz. L'introduction d'un cut-off dans la résolution des équations HFB est systématique quand l'interaction d'appariement est de portée nulle, afin de limiter le nombre d'états mis en jeu. Cependant, ces nouvelles prescriptions nécessitent de reconsidérer les paramètres de

²Pour de plus amples détails concernant la matrice $\mathcal{A}$ et les termes M^* , $V(r)$ et $W(r)$, se reporter à la référence [Dob84].

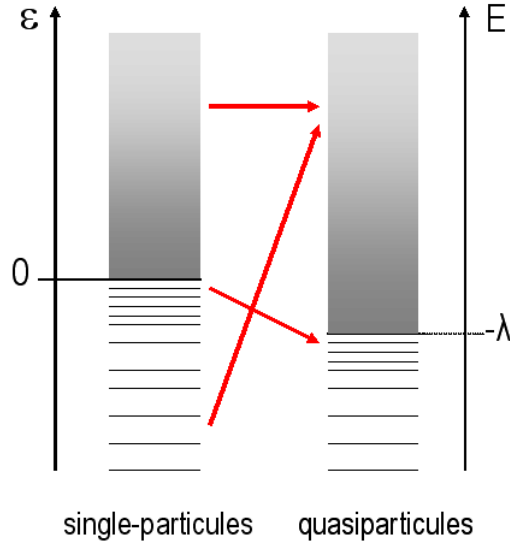


FIG. 6.2 – Représentation schématique des états *single-particules* et *quasiparticules*.

l'interaction d'appariement (v_0, η, α) , ce qui fait l'objet du prochain paragraphe. D'autre part, nous avons limité le calcul aux états de probabilité d'occupation non nulle. Finalement, le point de raccord a été choisi en fonction du moment angulaire et de la taille de la boîte. Pour information, les valeurs utilisées sont reportées dans le tableau 6.2. Ainsi, nous avons obtenu un code HFB convergent dans toutes les cellules de Wigner-Seitz décrivant l'écorce interne des étoiles à neutrons.

TAB. 6.2 – Rayon de raccordement, exprimé en fm, utilisé dans l'algorithme de Numerov en fonction du moment angulaire L de l'état considéré et du rayon de la cellule de Wigner-Seitz R_{WS} . Par défaut le rayon de raccord vaut L fm.

	$R_{WS} \leq 16$ fm	$R_{WS} \leq 22$ fm	$R_{WS} \leq 35$ fm	$R_{WS} \leq 55$ fm
$L \geq 5$	$R_{WS} * 1/2$	$L * 1.4$	$L * 1.4$	$R_{WS} * 1/3$
$L \geq 10$	$R_{WS} * 1/2$	13	$L * 1.4$	$R_{WS} * 3/8$
$L \geq 15$	$R_{WS} * 1/2$	13	$L * 1.4$	$R_{WS} * 1/2$
$L \geq 20$	$R_{WS} * 1/2$	13	25	$R_{WS} * 5/8$

6.4 Interaction d'appariement

L'interaction d'appariement entre deux neutrons (ou deux protons) est attractive dans le canal ($T=1, S=0$) et légèrement répulsive dans le canal ($T=1, S=1$). Généralement, cette dernière est ignorée et la première est approximée par une interaction de contact. Cette interaction, trop forte pour décrire l'appariement dans les noyaux, est modulée dans le cœur par un terme dépendant de la densité [Ber91]. Dans la suite nous utiliserons une force effective d'appariement de portée nulle dépendante de la densité de la forme :

$$V(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = v_0 \left(1 - \eta \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^\alpha \right) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = V_{eff}(\rho(r)) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (6.21)$$

Une portée nulle dans l'espace de coordonnées se traduit par une portée infinie de la force dans l'espace des moments. Cette interaction autorise donc des couplages à des états de grand moment angulaire et comporte des divergences ultraviolettes. Ces divergences sont traitées en introduisant un cut-off dans l'espace des moments qui limite le nombre de sous-couches impliquées dans le calcul. Dans la pratique, cela revient à tronquer la sommation des densités de particule et d'appariement à partir d'une énergie de quasiparticule E_c . En fonction de la valeur du cut-off, les paramètres v_0 , η et α sont ajustés afin de reproduire la longueur de diffusion nucléon-nucléon à basse énergie et la courbe du gap voulue dans la matière homogène.

6.4.1 Longueur de diffusion NN

Le premier terme de l'interaction d'appariement (6.21) est constant. Il dépend de deux paramètres : le cut-off en moment angulaire k_c et la force nue de l'interaction v_0 . Ce terme est supposé simuler l'interaction libre entre deux nucléons et peut être relié aux quantités caractérisant la diffusion NN à basse énergie, à savoir la longueur de diffusion a_{nn} et la portée effective r_{nn} [Esb97]. Plus précisément, pour un cut-off k_c fixé :

$$v_0 = \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{2\pi^2}{\pi/2a_{nn} - k_c} \right) \quad (6.22)$$

où a_{nn} est la longueur de diffusion, expérimentalement évaluée à -18.5 ± 0.5 fm [Wir95]. Cette relation, qui est valable dans le cas d'un cut-off sharp en énergie de quasiparticule uniquement, a été généralisée pour un cut-off smooth de type gaussien [Mar06] en considérant la relation plus générale :

$$v_0 \sim \frac{4\pi a_{nn}}{4\pi a_{nn} G_2(\omega = 0) - m/\hbar^2} \quad (6.23)$$

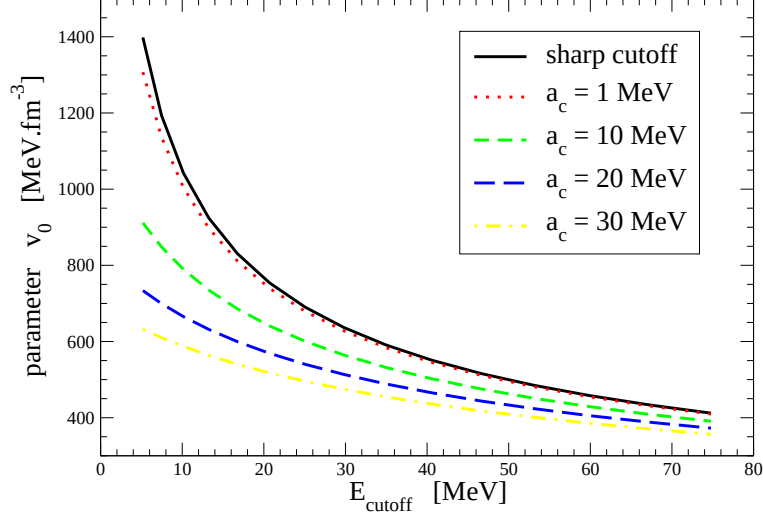


FIG. 6.3 – Evolution du paramètre v_0 en fonction de l'énergie (de quasiparticule) du cut-off pour différentes fonctions de régularisation. La ligne pleine représente le cas d'un cut-off net (fonction échelle) tandis que les autres courbes correspondent à un cut-off doux obtenu avec une fonction gaussienne de différentes largeurs a_c : 1, 10, 20 et 30 MeV.

où $G_2(\omega)$ est le propagateur à deux particules

$$G_2(\omega) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\varepsilon_k + \varepsilon_{-k} - \omega} \quad (6.24)$$

qui s'exprime en fonction de l'énergie single-particule $\epsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m$ et vaut à basse énergie :

$$G_2(\omega = 0) = \frac{1}{2\pi^2} \int dk k^2 \frac{m}{\hbar^2 k^2}. \quad (6.25)$$

Afin de prendre en compte le cut-off smooth, introduit dans le calcul FT-HFB pour résoudre certaines instabilités numériques, l'intégrale est régularisée selon la même prescription : aucune modification pour $0 < k < k_c$ et une normalisation par une fonction de type gaussienne de largeur a_c au delà. Le propagateur à basse énergie qui s'écrit alors

$$G_2(\omega = 0) = \frac{m}{2\pi^2 \hbar^2} \left(k_c + \int_{k_c}^{\infty} dk e^{-((\epsilon_k - \epsilon_{k_c})/a_c)^2} \right) \quad (6.26)$$

est calculé numériquement. Le résultat est représenté sur la figure 6.3 qui donne le paramètre v_0 en fonction de l'énergie du cut-off E_c pour différentes fonctions de régularisation. L'introduction d'un cut-off smooth permet d'atténuer la dépendance en énergie de cut-off de v_0 . Nous avons choisi la valeur $a_c = 10$ MeV

permettant d'effectuer les calculs FT-HFB sur l'ensemble des cellules de Wigner-Seitz représentant l'écorce interne de l'étoile à neutrons. Par conséquent, d'après la figure 6.3, pour une énergie de cut-off de 20 MeV, la valeur de la force nue d'appariement employée doit être $v_0 = -648 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$. Notons que dans la plupart des travaux, v_0 n'est pas choisi de manière à reproduire la longueur de diffusion NN. Il nous a paru cependant intéressant, afin de décrire le gaz de neutrons très dilué, de reprendre cette démarche introduite initialement par Esbensen et al. pour décrire les noyaux à halo ^{11}Li et ^6He [Esb97].

6.4.2 Courbe du gap dans la matière neutronique infinie

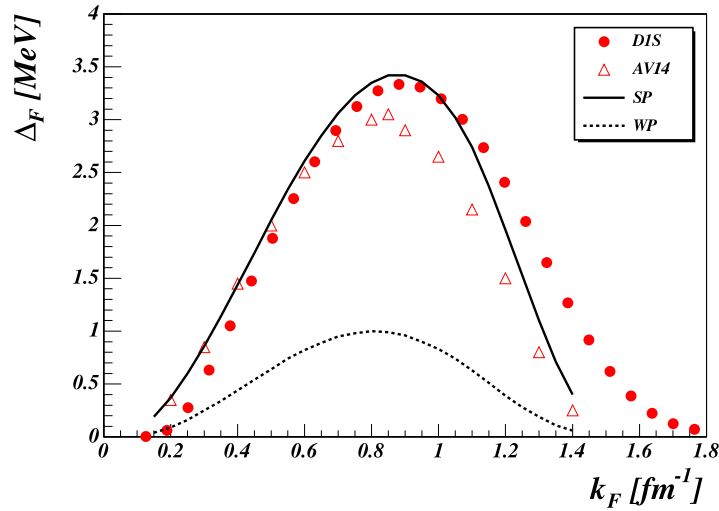


FIG. 6.4 – Gap d'appariement Δ_F dans la matière pure de neutrons en fonction du moment de Fermi k_F . La densité de saturation, $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$, correspond à un moment $k_F = 1.33 \text{ fm}^{-1}$. Les paramètres des interactions effectives SP et WP sont donnés dans le tableau 6.3. Les triangles correspondent à l'interaction nue Av14 et les cerles à l'interaction effective de Gogny D1S.

Les paramètres η et α modifient la dépendance en densité de l'interaction d'appariement. Ils sont ajustés de manière à reproduire le gap d'appariement dans la matière neutronique, obtenu avec des interactions considérées comme plus fondamentales, comme Argonne (Av14) ou Gogny (D1S). La figure 6.4 présente les valeurs du gap Δ_F pour ces deux interactions. Ces courbes sont solutions de l'équation du gap dans l'approximation BCS :

$$\Delta_p = - \sum_k v_{pk} \frac{\Delta_k}{2\sqrt{(\epsilon_k - \epsilon_F)^2 + \Delta_k^2}} \quad (6.27)$$

où v_{pk} est l'interaction d'appariement, ϵ_F est l'énergie de Fermi et ϵ_k est l'énergie single-particule de l'état k . L'appariement jouant essentiellement au niveau du niveau de Fermi, c'est généralement pour $k = k_F$ que l'équation est résolue et la courbe Δ_F représentée. Dans le cas particulier d'une l'interaction de contact, comme (6.21), le gap est indépendant du moment angulaire considéré. Dans la matière homogène, faire varier le moment k_F revient à faire varier la densité totale : $\rho = k_F^3/3\pi^2$.

La résolution numérique de l'équation du gap (6.27) permet d'ajuster les paramètres η et α afin d'obtenir deux forces représentées sur la figure 6.4 : une force proche des courbes du gap obtenues dans la matière pure de neutron avec l'interaction d'Argonne et de Gogny et une force correspondant à un appariement plus faible avec un gap maximum de 1 MeV environ. La première force, nommée "SP" pour "strong pairing", correspond à un appariement proche des noyaux. La seconde force, "WP" pour "weak pairing", simule l'écrantage dans la matière nucléaire. Les paramètres de ces forces effectives sont donnés dans le tableau 6.3.

Un autre jeu de paramètres, SP' et WP', dont la dépendance en densité (η et α) est identique à la référence [San04] a été utilisé. Dans ce cas, la force nue v_0 a été ajustée de manière à reproduire le maximum de la courbe du gap selon le cut-off utilisé : pour les deux premières cellules, cut-off sharp de 60 MeV et pour le reste de l'écorce, cut-off smooth de 20 MeV. Les résultats obtenus avec les interactions SP' et WP' sont présentés dans la référence [Mon07b]. Par la suite, nous considérons uniquement les forces SP et WP.

TAB. 6.3 – Paramètres des forces effectives d'appariement SP, WP, SP' et WP'. Pour les forces SP' et WP', deux valeurs de v_0 sont données, une force correspondant à un cut-off sharp de 60 MeV et l'autre à un cut-off smooth de 20 MeV.

force	V_0 [MeV fm ³]	η	α
SP	-648	0.95	0.45
WP	-648	0.87	0.20
SP'	{ -430 ; -570 }	0.7	0.45
WP'	{ -330 ; -430 }	0.7	0.45

6.5 Résultats

L'ensemble des cellules de Wigner-Seitz, constituant l'écorce interne des étoiles à neutrons (tableau 6.1), a été calculées dans le cadre FT-HFB défini précédemment à une température typique de 100 keV. Cette température correspond à la température supposée de l'écorce interne après le refroidissement très rapide qui suit sa formation (cf § 5.6 et § 7.2). Les densités et les champs issus du calcul

FT-HFB sont présentés sur les figures 6.5 et 6.6 pour quelques zones significatives. Dans une étude précédente, utilisant le même formalisme microscopique, Sandulescu et al. [San04] ont donné une description complète des propriétés de certaines zones, en particulier de celles qui possèdent 40 protons, ^{1500}Zr et ^{500}Zr , et 50 protons, ^{1800}Sn et ^{950}Sn . Le noyau baignant dans un gaz de neutrons dilué conserve des propriétés semblables à celles du noyau à la drip-line correspondant. Cependant, quand le nombre de neutrons augmente, une région de transition entre le centre et le gaz se développe au niveau de la surface qui devient alors plus épaisse. Le champ moyen suit un comportement tout à fait semblable à la densité. La figure 6.5 en montre un exemple.

La figure 6.6 présentent l'évolution radiale du champ d'appariement dans les zones 3, 6 et 9. En raison de la grande extension des paires de Cooper, l'approximation de la densité locale (LDA-Local Density Approximation), qui consiste à faire correspondre la densité dans un noyau à la valeur du gap dans la matière neutronique, ne peut s'appliquer rigoureusement. En effet, la longueur de cohérence ξ , qui est donnée dans l'approximation BCS par

$$\xi \approx \frac{\hbar^2 k_F}{m\Delta}, \quad (6.28)$$

vaut typiquement 20 fm dans les cellules. Cependant la LDA constitue un fil directeur permettant d'analyser les figures 6.6 ainsi que des résultats ultérieurs. Nous constatons ainsi que le champ d'appariement au centre des cellules varie très peu d'une cellule à l'autre alors qu'il diminue nettement dans le gaz de neutrons délocalisés suivant le comportement de la densité de neutrons. Dans les zones 6 et 9, la région de la surface, qui correspond au maximum de la courbe en cloche, conserve une valeur plus élevée du gap. Une analyse similaire peut être faite des résultats obtenus avec la force faible WP, le champ d'appariement étant seulement globalement plus petit qu'avec la force forte SP.

Afin de mesurer l'influence des agrégats dans l'écorce, nous avons calculé les cellules de matière uniforme, notée $u.$, en retirant les protons. Une cellule de matière $u.$ possède le même rayon et le même nombre de neutrons qu'une cellule de matière non uniforme $n.u.$ contenant les protons. La figure 6.5 montre que, dans la matière $u.$, la densité de neutrons et le champ moyen sont parfaitement constants. Les champs d'appariement présentent quant à eux quelques fluctuations. Au niveau du gaz de neutrons, le gap d'appariement est plus élevé dans la matière homogène que dans la matière uniforme suivant le comportement des densités neutroniques : dans cette région de la cellule, la LDA s'applique plus précisément.

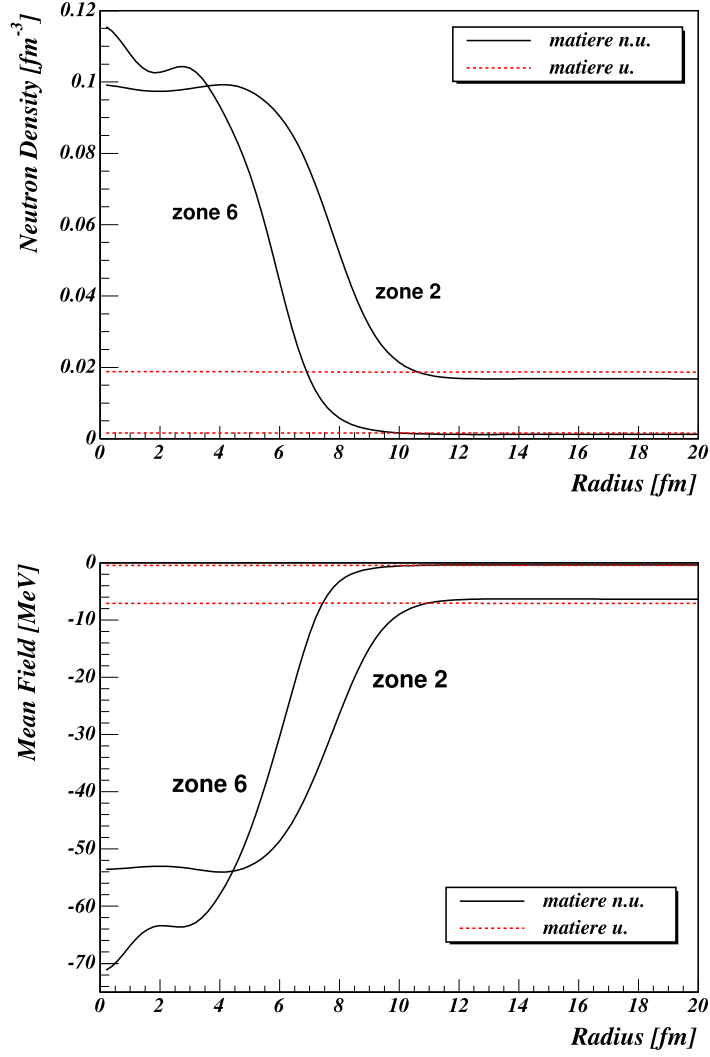


FIG. 6.5 – Zones 2 et 6 : densités de neutrons (en haut) et champs moyens (en bas) dans la matière homogène (courbes en pointillés) et non homogène (courbes en trait plein).

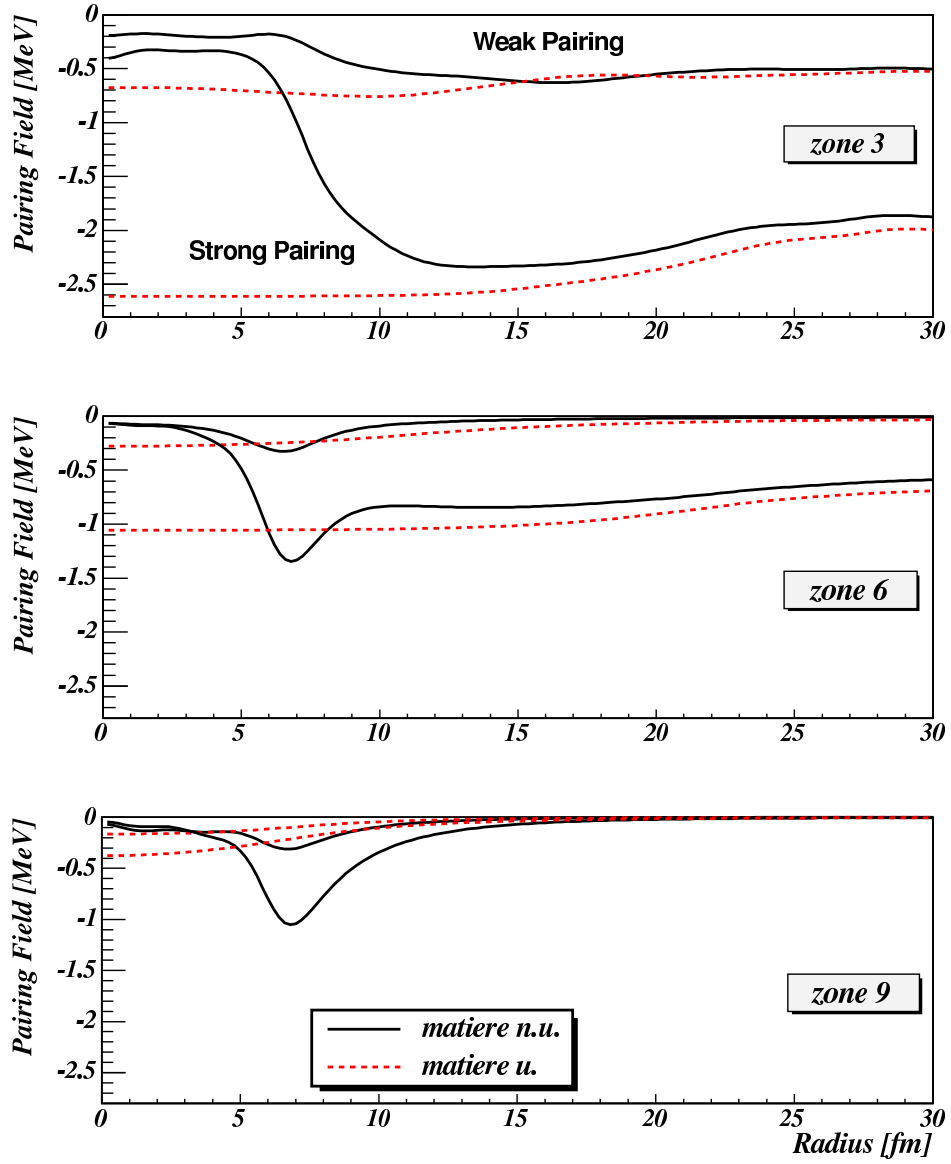


FIG. 6.6 – Champs d'appariement en fonction du rayon des cellules, pour les forces d'appariement SP et WP, dans la matière homogène (courbes en pointillés) et non homogène (courbes en trait plein).

Chapitre 7

Influence de la superfluidité sur le temps de refroidissement

Les propriétés superfluides de la matière nucléaire dense modifient considérablement le scénario de refroidissement : dans le cas du processus URCA par exemple, en présence de superfluidité, l'émission de neutrinos serait fortement réduite et la température de surface suivrait un comportement intermédiaire, entre le scénario standard et le scénario rapide. Au niveau de l'écorce interne, la superfluidité agit sur la diffusion de la chaleur en réduisant les chaleurs spécifiques. La plupart des modèles de refroidissement utilisent des valeurs paramétrées de la chaleur spécifique. Grâce au code FT-HFB que nous avons développé, il est possible de décrire l'ensemble de l'écorce interne de manière auto-cohérente, avec les effets de température et d'appariement. La contribution des nucléons à la chaleur spécifique de l'écorce interne est ainsi calculée microscopiquement avec comme seuls paramètres l'interaction effective nucléon-nucléon et l'interaction d'appariement.

La structure microscopique de l'écorce, comme la présence des agrégats étudiée par Pizzochero et al. [Piz02], a une influence sur la chaleur spécifique. En utilisant un modèle simple, les auteurs ont montré un effet non négligeable sur le temps de refroidissement. Alors que la présence d'un gaz superfluide de neutrons dans lequel baigne un réseau cristallin de noyaux sphériques est établie, l'intensité de l'appariement dans la matière neutronique à ces densités est un problème ouvert. En allant au delà de BCS et en tenant compte de la polarisation du milieu, le gap serait réduit d'un facteur compris entre deux et trois. Nous en explorons ici les conséquences sur le temps de refroidissement des étoiles à neutrons.

7.1 Chaleur spécifique

La chaleur spécifique de l'écorce interne est due à la présence d'un réseau cristallin formé des cellules de Wigner-Seitz contenant des nucléons et des électrons. Dans cette étude, la contribution des protons ainsi que celle du cristal lui-même sont négligeables en comparaison des autres contributions, si bien que

$$C_V = C_V^n + C_V^e, \quad (7.1)$$

où C_V^n est la chaleur spécifique des neutrons au sein d'une cellule de Wigner-Seitz et C_V^e celle du gaz d'électrons relativistes dégénérés.

7.1.1 Contribution neutronique et électronique

Le spectre de quasiparticule, obtenu en résolvant les équations FT-HFB (voir chapitre 6), permet de déterminer la chaleur spécifique des neutrons à l'intérieur de la cellule de Wigner-Seitz :

$$C_V^n = \frac{1}{V} \sum_i (2j_i + 1) \left(\frac{E_i}{T} \right)^2 f_i (1 - f_i) \quad (7.2)$$

où E_i est l'énergie de la quasiparticule de dégénérescence $(2j_i + 1)$, f_i est le nombre d'occupation de la statistique de Fermi-Dirac ($f_i = (1 + e^{E_i/T})^{-1}$) à la température T et V est le volume de la cellule de Wigner-Seitz considérée. Cette expression est obtenue à partir de l'entropie totale S du système de fermions :

$$C_V^m = \frac{T}{V} \frac{\partial S}{\partial T}, \quad (7.3)$$

avec à l'équilibre

$$S = -k_B \sum_i (2j_i + 1) [f_i \ln f_i + (1 - f_i) \ln(1 - f_i)]. \quad (7.4)$$

La contribution des électrons à la chaleur spécifique est celle d'un gaz dégénéré d'électrons ultra-relativistes [Lan84] :

$$C_V^e = \frac{k_B (3\pi)^{2/3}}{3\hbar c} \left(\frac{Z}{V} \right)^{2/3} T. \quad (7.5)$$

En effet, les électrons deviennent relativistes quand leur libre parcours moyen est inférieur à la longueur d'onde Compton, ce qui se produit dans les étoiles à neutrons pour des densités [Pet95] :

$$\rho \geq \frac{A}{Z} \frac{1}{3\pi^2} \frac{m}{a_0^3} \frac{1}{\alpha} \sim 10^6 \text{ g.cm}^{-3} \quad (7.6)$$

où α est la constante de structure fine, a_0 le rayon de Bohr et m la masse du nucléon.

7.1.2 Chaleur spécifique et superfluidité

Un système homogène de nucléons possède une température critique en deçà de laquelle il est dans une phase superfluide. La figure 7.1 à gauche montre la transition entre une phase superfluide de gap non nul et une phase normale de gap nul. Dans la phase superfluide (sf), la chaleur spécifique s'exprime en fonction de la chaleur spécifique de la phase normale (norm), du gap d'appariement, Δ_F , et de la température T :

$$C_V^{sf} \propto C_V^{norm} \left(\frac{\Delta_F}{T} \right)^{5/2} e^{-\Delta_F/T}. \quad (7.7)$$

Cette relation montre qu'une réduction du gap d'appariement ou une augmentation de la température T , induit une augmentation exponentielle de la chaleur spécifique. La transition de phase est également visible sur la chaleur spécifique représentée pour un noyau sur la figure 7.1 à droite : discontinuité au niveau de la température critique et évolution linéaire au delà.

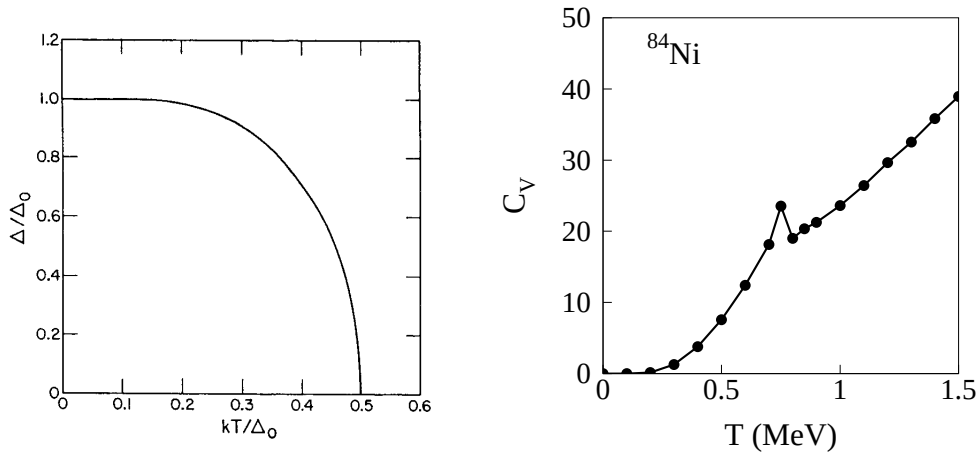


FIG. 7.1 – *A gauche, évolution du gap dans la matière homogène en fonction de la température dans l'approximation BCS, extrait de [Goo81]. A droite, évolution de la chaleur spécifique dans le ^{84}Ni en fonction de la température, extrait de [Kha07]. La température critique T_c marque la transition entre la phase superfluide et la phase normale.*

Ces considérations générales permettent d'interpréter la figure 7.2 qui présente les chaleurs spécifiques des nucléons dans différentes conditions de température ($T=80, 100$ et 120 keV) et d'appariement (force SP et WP). Sur cette figure, la zone 1, qui est la plus dense, se trouve à gauche. En parcourant la figure de gauche à droite, on explore l'écorce interne de l'intérieur de l'étoile vers la surface ; chaque cellule est indiquée par un marqueur. Des conventions similaires sont adoptées sur les autres figures de ce chapitre.

L'influence de la superfluidité sur la chaleur spécifique est visible en considérant l'ensemble de l'écorce ainsi qu'en comparant, zone par zone, les chaleurs spécifiques obtenues avec la force d'appariement fort SP et faible WP. En parcourant l'écorce de l'intérieur (zone 1) vers l'extérieur (zone 10), la densité baryonique moyenne diminue. En raisonnant en terme d'approximation de la densité locale (LDA, cf § 6.5), le gap diminue et par conséquent la chaleur spécifique augmente. Ainsi, la zone 1 possède le plus grand gap et la plus petite chaleur spécifique de toute l'écorce. Dans cette même zone, il y a 10 ordres de grandeur entre les chaleurs spécifiques obtenues dans les cas SP, fortement superfluide et WP, correspondant à un gap d'appariement trois fois plus faible. L'influence de la température est notable dans les zones 1-7. Au delà (zones 8-10), les neutrons sont dans une phase normale, car l'appariement est détruit par la température ($T_c \simeq \Delta_0/2$), et toutes les courbes se rejoignent.

La quantité qui intervient dans le temps de refroidissement est la chaleur spécifique totale qui contient une composante neutronique et une composante électronique. D'une manière générale dans le cas SP, la chaleur spécifique des électrons domine celle des neutrons dans les régions les plus denses. Ces deux

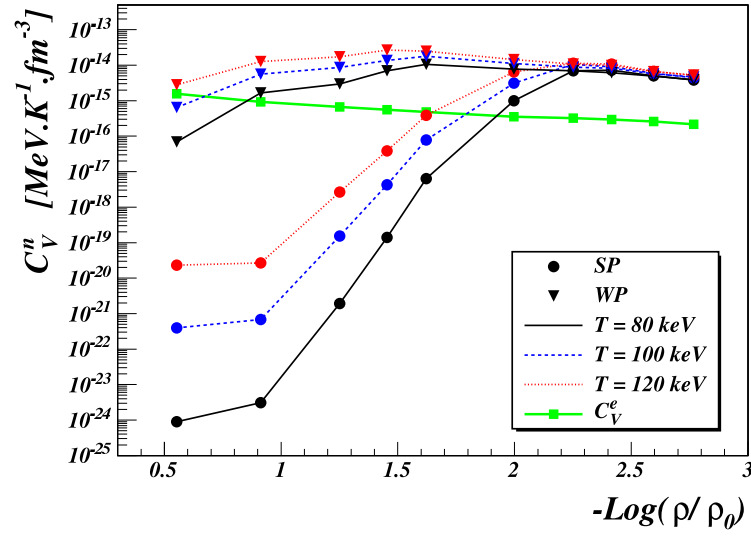


FIG. 7.2 – Chaleur spécifique des neutrons C_V^n , le long de l'écorce, pour les forces SP et WP, à différentes températures. Pour comparaison, la chaleur spécifique des électrons C_V^e est aussi tracée.

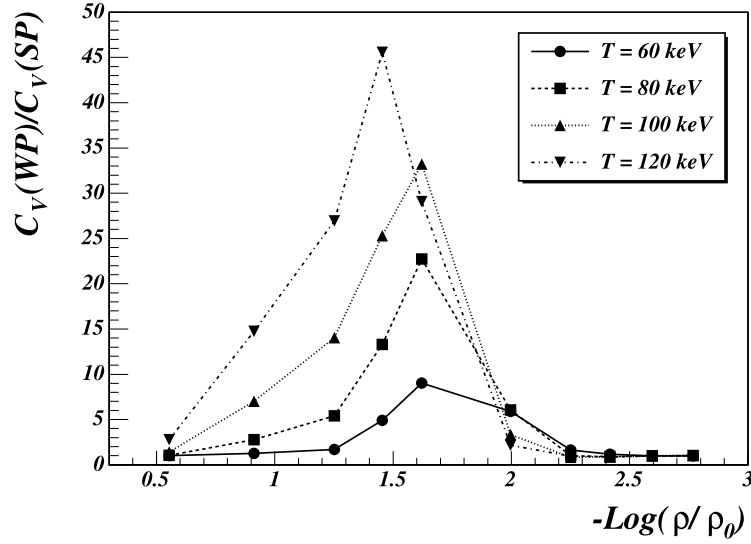


FIG. 7.3 – Rapport entre la chaleur spécifique totale obtenue avec la force WP et celle obtenue avec la force SP le long de l'écorce. Différentes températures sont représentées.

contributions deviennent comparables dans toutes les régions de l'écorce dans le cas WP. Afin de caractériser l'effet de la superfluidité, nous avons calculé le rapport des chaleurs spécifiques totales SP et WP, représenté sur la figure 7.3. Sur les cinq premières cellules, la contribution dominante des électrons pour la force SP masque la différence avec la force WP, si bien que le rapport $C_V(WP)/C_V(SP)$ est maximum dans la région de densité moyenne (zone 4-5). Pour la même raison, $C_V(WP)/C_V(SP)$ diminue quand la température diminue. La transition de phase dans les quatre dernières zones est ici parfaitement visible. Au vu de ces résultats, nous concluons que l'influence de la superfluidité sur la chaleur spécifique est importante : pour une température typique de 100 keV, il peut y avoir jusqu'à un facteur 20 environ entre les deux situations d'appariement.

7.1.3 Influence des agrégats nucléaires

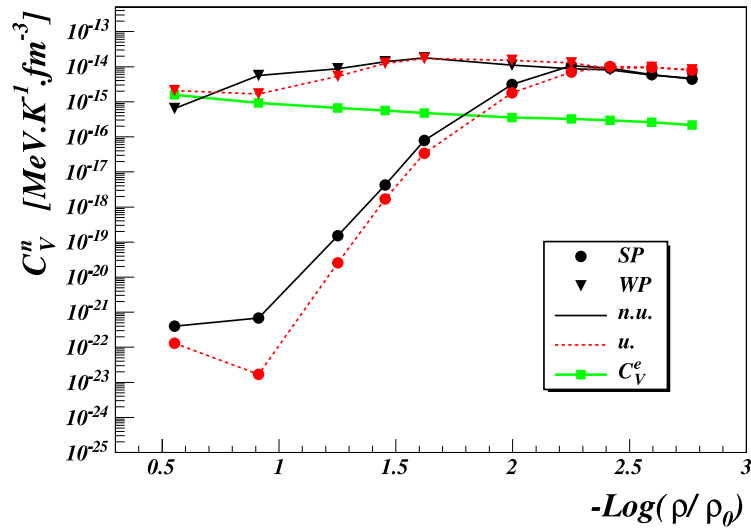


FIG. 7.4 – Chaleur spécifique des neutrons C_V^n , pour une température $T=100$ keV, avec protons (traits pleins) et sans protons (traits pointillés) pour les forces SP et WP. Pour comparaison, la chaleur spécifique des électrons C_V^e est représentée.

Afin de mesurer l'effet du noyau central, dû à la présence de protons dans la cellule de Wigner-Seitz, nous avons calculé la chaleur spécifique pour les mêmes cellules mais en retirant leurs protons. Nous appelons cette configuration "matière uniforme" (*u.*) par rapport à la "matière non uniforme" (*n.u.*) constituant l'écorce des étoiles. Les chaleurs spécifiques correspondant à ces deux situations sont représentées sur la figure 7.4.

L'introduction de protons dans une cellule de matière homogène a pour effet

de former un noyau au centre de la cellule. Le champ d'appariement, pratiquement constant dans la cellule de matière homogène, prend alors une forme qui dépend de la densité locale de neutrons : le champ d'appariement dans les cellules 3, 6 et 9 est représenté sur la figure 6.6 (cf § 6.5). Dans les cellules denses, le gap est en moyenne plus grand pour la matière uniforme que non uniforme. Cette différence se réduit peu à peu et finalement la tendance s'inverse dans les zones 9 et 10 : dans ces cellules de basse densité, le gap reste élevé à la surface du noyau. La chaleur spécifique (fig. 7.4) suit la même évolution : plus grande pour la matière *n.u.* dans les cellules internes, elle devient plus petite dans les cellules externes.

Dans le cas SP, le rapport des chaleurs spécifiques totales $C_V(n.u.)/C_V(u.)$ est fortement influencé par la contribution des électrons (cf figure 7.5 en haut). Dans les zones de plus grande densité, la chaleur spécifique des électrons domine largement celle des neutrons, les différences entre matière uniforme et non uniforme sont masquées, soit totalement et $C_V(n.u.)/C_V(u.)=1$, soit partiellement, ce qui donne lieu à un pic au niveau des zones externes 5-8. L'augmentation de la température joue sur les caractéristiques du pic. D'une part, les excitations thermiques détruisent la superfluidité, à l'origine des différences entre matière *n.u.* et *u.* : le pic est plus bas. D'autre part, la chaleur spécifique des neutrons étant globalement plus grande, la zone où la contribution électronique domine se réduit : le pic est déplacé vers les hautes densités.

L'influence des agrégats sur la chaleur spécifique a déjà été étudié par Pizzochero et al. [Piz02]. Nous trouvons ici un rapport $C_V(n.u.)/C_V(u.)$ deux fois plus petit que dans cette précédente étude. Deux causes peuvent être à l'origine de ce désaccord. D'une part, les auteurs ont choisi de ne considérer que les neutrons non liés pour définir les cellules de matière *u.* alors que nous prenons l'ensemble des neutrons. D'autre part, dans les zones en question (5-10), ce précédent calcul n'était pas réalisé de manière auto-cohérente.

Dans le cas WP, la chaleur spécifique des électrons est négligeable ou bien comparable à celle des neutrons. Par conséquent, ce sont pour les cellules internes ou bien intermédiaires que l'effet des agrégats est maximal, comme le montre la figure 7.5 (en bas). Concernant l'influence de la température l'interprétation est plus délicate. En effet, selon les zones et la température, les contributions relatives entre les chaleurs spécifiques des électrons et des neutrons sont nettement moins distinctes. Globalement, la différence entre matière *n.u.* et *u.* augmente avec la température.

Retenons de cette étude que, dans le cas de l'appariement fort SP, ce sont dans les cellules externes que l'effet des agrégats est le plus marqué, la température atténuant ces effets. Au contraire, dans le cas de l'appariement faible WP, les cellules internes présentent des différences plus importantes entre matière uniforme et non uniforme, qui augmentent avec la température.

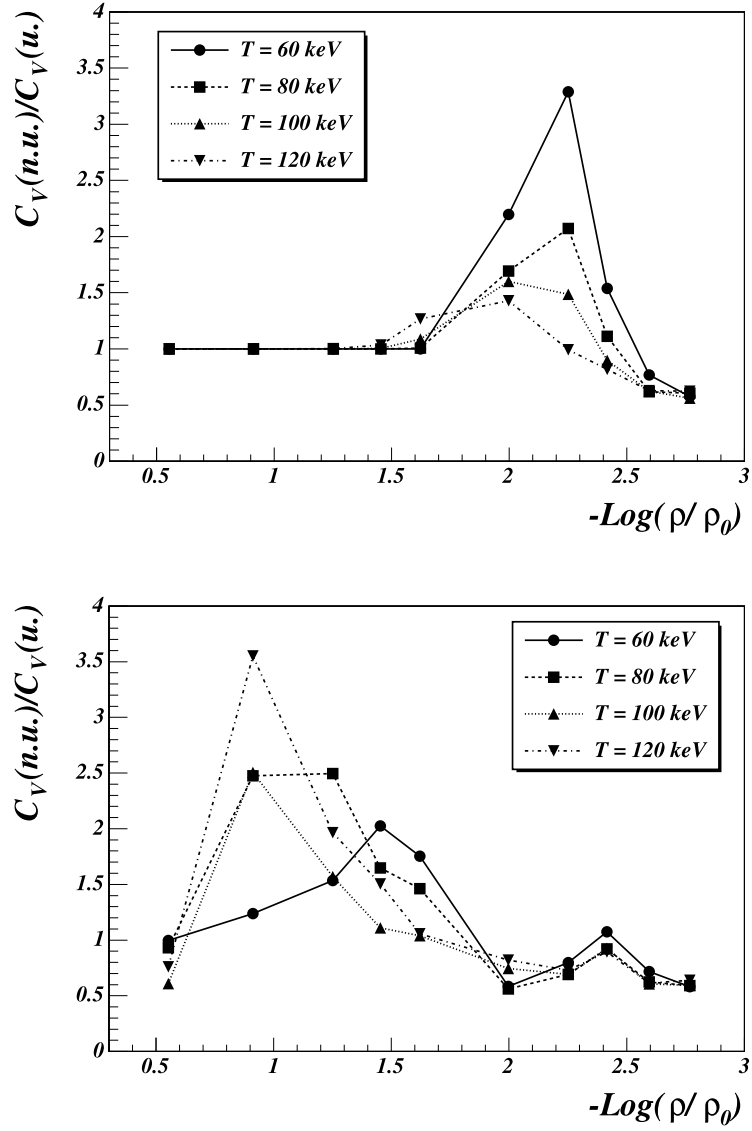


FIG. 7.5 – Rapport entre les chaleurs spécifiques totales, le long de l'écorce, dans la matière non uniforme $C_V(n.u.)$ et dans la matière uniforme $C_V(u.)$ pour les forces SP (en haut) et WP (en bas). Différentes températures sont représentées.

7.2 Temps de refroidissement

Nous faisons l'hypothèse que, suite à la formation de l'étoile à neutrons, son cœur se refroidit très rapidement par émission de neutrinos jusqu'à une température quasi-nulle alors que l'écorce interne reste à une température de l'ordre de 100 keV (voir paragraphe 5.6). Règne à ce stade dans l'étoile une inversion de température entre le cœur et l'écorce. Etant donné les dimensions du cœur, celui-ci peut être considéré comme un réservoir de température nulle : une onde de froid se propage alors du cœur vers les régions externes, atteignant petit à petit la surface. La thermalisation de l'étoile correspond donc au refroidissement de l'écorce. Ce scénario est justifié par plusieurs simulations numériques [Rip91, Lat94]. En utilisant un modèle de diffusion de la chaleur simple, nous voulons montrer l'influence de la superfluidité dans l'écorce interne sur le temps de thermalisation de l'étoile.

7.2.1 Modèle de diffusion de la chaleur

Dans un modèle non relativiste, le temps de refroidissement (de l'écorce), ou temps de diffusion (de la chaleur), est déterminé par l'équation de la chaleur, appelée également équation de Fourier,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D(\mathbf{r}, T) \Delta T, \quad (7.8)$$

qui donne le profil de température $T(\mathbf{r}, t)$. Cette équation fait intervenir la diffusivité thermique D , définie comme le rapport de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique. Cette quantité, détaillée dans le paragraphe suivant, dépend des propriétés locales de l'étoile (densité et température). La résolution de cette équation n'est pas triviale et nous utilisons une solution approximée, mentionnée dans les références [Bro88, Piz02]. La géométrie sphérique permet de considérer le transport de la chaleur dans une seule dimension. Cette approximation se justifie par la petite épaisseur de l'écorce par rapport aux dimensions du cœur. Dans ces conditions, si à l'instant initial une quantité de chaleur finie est concentrée dans le plan $r=0$, alors la distribution de la température aux instants ultérieurs dans l'ensemble du corps sera donnée par l'expression [Lan84] :

$$T(r, t) \propto \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} e^{-r^2/4Dt}. \quad (7.9)$$

Le temps de relaxation pour le processus de conduction thermique, c'est-à-dire le temps au bout duquel les températures en différents points deviennent sensiblement égales, est

$$\tau \sim \frac{1}{\gamma} l^2 / D \quad (7.10)$$

où l est la longueur du corps considéré. Dans le cas d'un corps fini, dont une extrémité est en contact avec un réservoir de chaleur et l'autre libre, $\gamma = \pi^2/4$ [Lan84].

Dans ce modèle, l'écorce est divisée en 10 couches, correspondants aux 10 cellules de Wigner-Seitz, de diffusivité constante D_i . En supposant que les couches se thermalisent les unes après les autres indépendamment, le temps total de refroidissement de l'écorce $\mathcal{T}$ est la somme des temps de relaxation de chacune des couches

$$\mathcal{T} = \frac{1}{\gamma} \sum_i \frac{l_i^2}{D_i} \quad (7.11)$$

La diffusivité D_i et l'épaisseur l_i de la couche considérée seront estimées aux paragraphes 7.2.2 et 7.2.3 respectivement.

7.2.2 Diffusivité thermique

La chaleur spécifique intervient dans le transport de la chaleur par le biais de la diffusivité thermique définie comme

$$D = \frac{\kappa}{C_V} \quad (7.12)$$

où κ est la conductivité thermique. La dépendance en densité et en température de la conductivité thermique est représentée sur la figure 7.6. Elle a été paramétrisée par Lattimer et al. [Lat94] à partir des travaux de Itoh et al. [Ito84] :

$$\kappa \simeq \frac{A_m}{T^m} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^s \quad (7.13)$$

avec ρ_0 la densité de saturation et, en fonction de la température T , les paramètres :

$$\begin{aligned} T \leq 10^7 \text{ K} : \quad & s = 1, \quad m = 1, \quad A_1 \simeq 4 \times 10^{22} \text{ J.K.cm}^{-1}.\text{s}^{-1}, \\ T \geq 10^8 \text{ K} : \quad & s = 2/3, \quad m = 0, \quad A_0 \simeq 10^{14} \text{ J.cm}^{-1}.\text{s}^{-1}. \end{aligned}$$

A partir des chaleurs spécifiques calculées précédemment dans le cadre FT-HFB et connaissant la conductivité thermique de chaque zone, il est possible de déduire la diffusivité correspondante. La figure 7.7 montre l'évolution de la diffusivité thermique le long de l'écorce, à une température de 100 keV. La diffusivité thermique suit un comportement découlant directement de celui de la chaleur spécifique : la diffusivité est plus faible pour les cellules externes et, à l'exception des quatre dernières cellules, pour la force d'appariement faible.

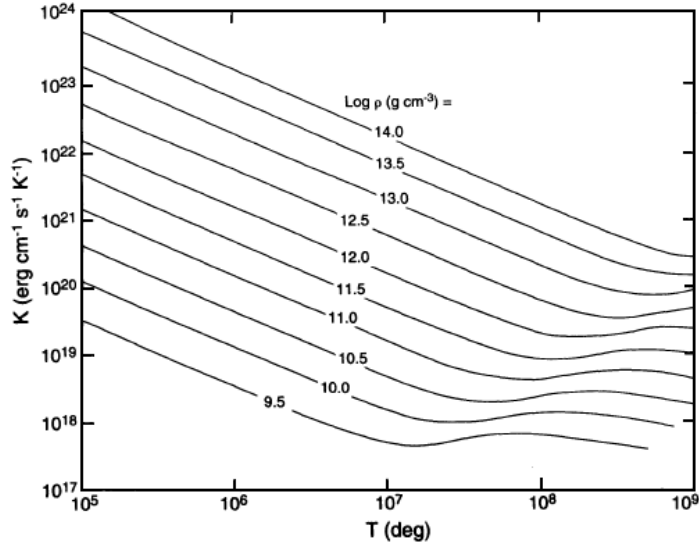


FIG. 7.6 – Conductivité thermique κ d'une étoile à neutrons en fonction de sa température T et de sa densité ρ . Extrait de [Lat94].

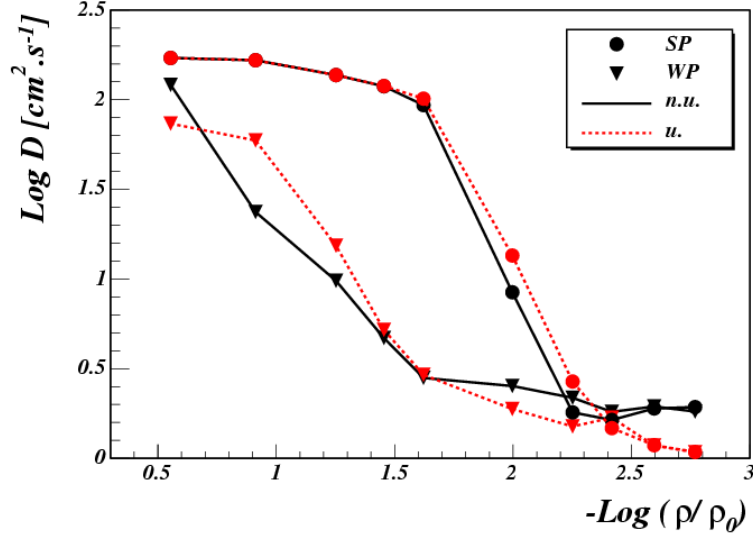


FIG. 7.7 – Diffusivité thermique le long de l'écorce de l'étoile à neutrons pour les forces SP et WP à une température $T = 100$ keV.

7.2.3 Profil de l'étoile à neutrons

Dans le modèle de refroidissement utilisé, l'écorce interne de l'étoile est discrétisée en dix couches centrées autour des dix densités des cellules de Wigner-Seitz. Les cellules de Wigner-Seitz déterminées dans la référence [Vau73] couvrent pratiquement trois ordres de grandeur en densité pour une épaisseur de l'écorce interne de quelques centaines de mètres. Afin de déterminer l'épaisseur de chaque couche, nous avons utilisé le profil en densité d'une étoile à neutrons calculé par I. Vidana [Vid06], représenté sur la figure 7.8.

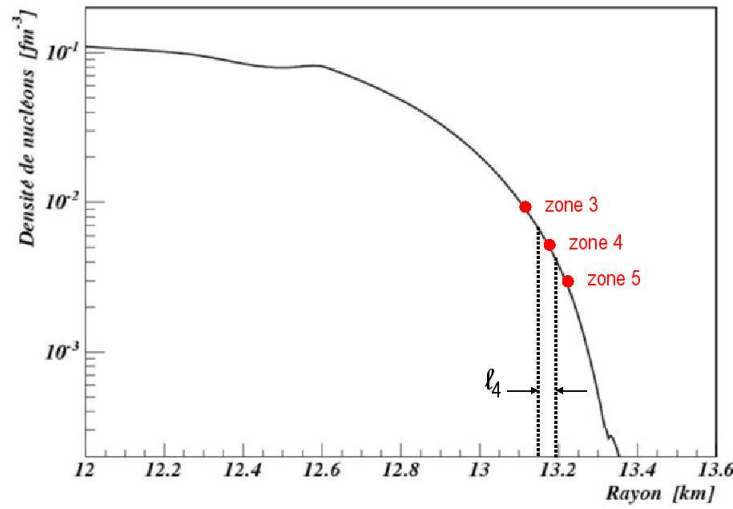


FIG. 7.8 – Profil en densité d'une étoile à neutrons ($M=1.46 M_{\odot}$ et $R=13.706$ km) au niveau de l'écorce [Vid06].

Ce profil en densité a été obtenu en résolvant les équations de Oppenheimer-Volkov [Gle00]. Ces équations différentielles permettent de déterminer la structure d'une étoile statique, sphérique et relativiste. Elles relient $M(r)$, la masse comprise dans l'étoile au rayon r , aux densités de pression $p(r)$ et d'énergie totale (incluant la masse) $\varepsilon(r)$:

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \varepsilon(r) r^2 dr \quad (7.14)$$

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{[p(r) + \varepsilon(r)] + [M(r) + 4\pi r^3 p(r)]}{r[r - 2M(r)]} \quad (7.15)$$

Plusieurs équations d'état, reliant ε et p , selon les régions de l'étoile ont été considérées : Baym-Pethick-Sutherland [Bay71] pour l'écorce externe, Negele-Vautherin [Vau73] pour l'écorce interne et Glendenning-Moszkowski [Gle00] pour le coeur.

Comme l'indique schématiquement la figure 7.8, l'épaisseur l_i de la couche i est déterminé à partir du profil de l'étoile. La limite inférieure d'une couche i est choisie comme le rayon de l'étoile correspondant à la densité moyenne $\frac{\rho_i - \rho_{i-1}}{2}$. La limite supérieure est calculée de manière analogue, si bien que :

$$l_i = R\left(\frac{\rho_{i+1} - \rho_i}{2}\right) - R\left(\frac{\rho_i - \rho_{i-1}}{2}\right) \quad (7.16)$$

Pour la dernière couche, la limite supérieure est choisie comme le rayon correspondant à la densité de la neutron-drip. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau 6.1. Remarquons que ce sont les cellules les plus denses qui correspondent aux couches les plus épaisses.

7.2.4 Résultats

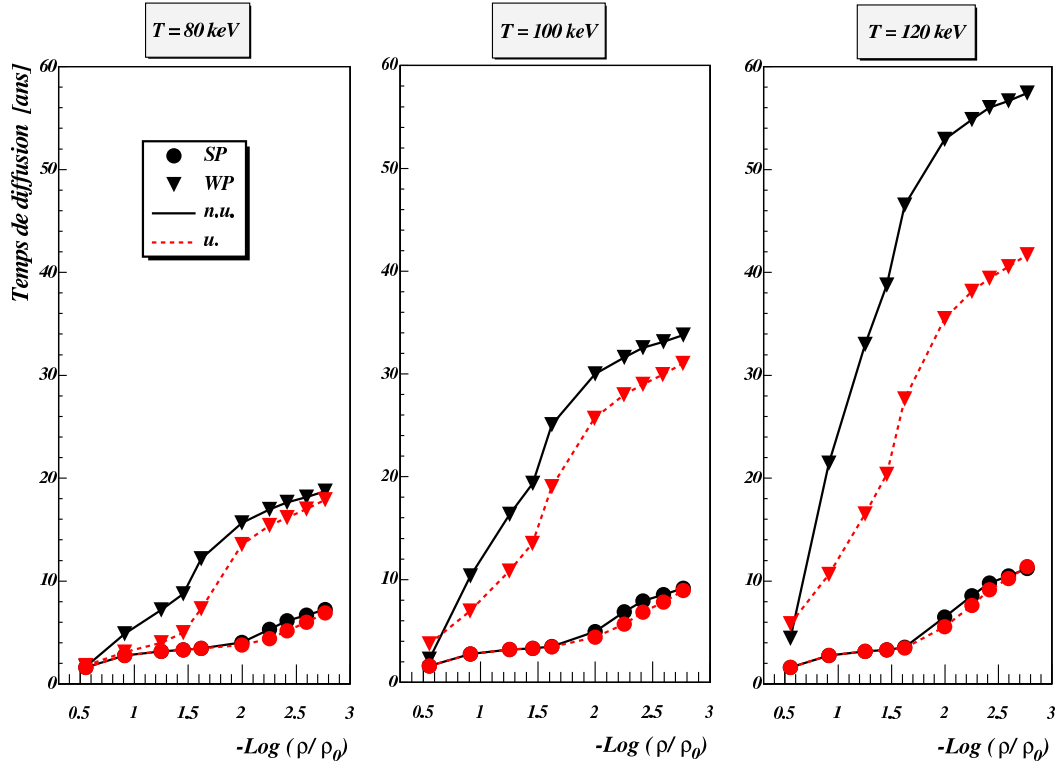


FIG. 7.9 – Temps de refroidissement intégré le long de l'écorce, pour des températures initiales de 80, 100 et 120 keV.

Les figures 7.9 présentent le temps de refroidissement cumulé le long de l'écorce, portée uniformément à des températures initiales : 80, 100 et 120 keV. Les résultats sont présentés avec et sans agrégats (matière *n.u.* et *u.*) pour un appariement fort et faible (forces SP et WP).

Examinons tout d'abord les résultats pour la force SP. Nous retrouvons un temps de diffusion de l'ordre d'une dizaine d'années, déjà établi par d'autres études [Lat94, Piz02]. Cependant, quelque soit la température, l'effet des agrégats, qui reste inférieur à 30 %, est négligeable, en comparaison des incertitudes liées au modèle de refroidissement (cf tableau 7.1). Ce résultat diffère de l'étude [Piz02], dans laquelle selon la température l'écart relatif introduit par les agrégats peut aller jusqu'à 50 % pour l'interaction de Gogny et 150 % pour celle d'Argonne. Remarquons que le profil de l'étoile doit jouer un rôle dans ce désaccord entre les deux études. En effet, la différence entre matière *u.* et *n.u.* est maximale dans les régions externes de l'écorce. Etant donné le profil de l'étoile que nous avons considéré, ces zones ont une contribution plus faible au temps total de refroidissement car leur extension spatiale est plus petite. Comme nous avons déjà remarqué que le rapport des chaleurs spécifiques *n.u.* et *u.* était plus petit dans notre étude, nous ne pouvons attribuer uniquement ce résultat à une différence de profil.

Nous trouvons un effet de l'appariement remarquable : à $T = 100$ keV, alors que le temps de refroidissement est de l'ordre de 10 ans pour la force SP, il atteint 34 ans environ pour la force WP, soit une augmentation d'un facteur 3. Notons qu'à cette même température, sans appariement, c'est-à-dire en calculant les chaleurs spécifiques dans l'approximation Hartree-Fock, le temps de refroidissement total est de l'ordre de 100 ans. Cet écart entre SP et WP est d'autant plus marqué que la température est élevée : à 120 keV le temps est 6 fois plus grand avec un appariement faible dans l'écorce. Ce résultat est en accord avec l'étude sur les chaleurs spécifiques (cf § 7.1.2, fig. 7.3). Les forces SP' et WP' donnent des résultats comparables [Mon07b], ce qui permet de conclure que cet effet notoire de la superfluidité sur le temps de refroidissement ne dépend pas de la force utilisée mais plutôt de la valeur maximale du gap d'appariement.

Interaction	$\mathcal{T}(n.u.)$ [ans]	$\mathcal{T}(u.)$ [ans]
SP	9.1	8.9
WP	33.8	31.1
SP'	11.9	11.9
WP'	25.0	23.7
Argonne [Piz02]	16	11
Gogny [Piz02]	15	15

TAB. 7.1 – *Temps de diffusion obtenus avec différentes forces effectives d'appariement, à $T=100$ keV, dans la matière non uniforme et uniforme. Les résultats de l'étude [Piz02] sont également donnés.*

“Au bout de tout savoir et de tout accroissement de notre savoir, il n’y a pas un point final, mais un point d’interrogation.”

Hermann Hesse.

Conclusions et perspectives

Nous avons mesuré les résonances géantes isoscalaires monopolaire et quadrupolaire dans le ^{56}Ni grâce à une réaction de diffusion inélastique de deuton réalisée au GANIL. Il s’agit de la première observation expérimentale de ces modes collectifs dans un noyau instable. Pour ce faire, nous avons mis au point un nouveau dispositif expérimental qui permet de déjouer les difficultés liées à l’étude des noyaux exotiques : le faible taux de production de ces noyaux et la détection en cinématique inverse. La cible active Maya est l’élément clef de ce dispositif. Parce que le gaz constituant la cible Maya joue également le rôle de gaz de détection, il est possible d’avoir une cible de deutérium pur de 1.6 mg.cm^{-2} , l’équivalent de 6.3 mg.cm^{-2} de CD_2 , tout en détectant des particules de recul de 0.8 MeV. En outre, Maya présente l’avantage de couvrir un large domaine angulaire. Avec un télescope classique, il faudrait utiliser une cible solide de $100 \mu\text{g.cm}^{-2}$ environ avec un angle solide de détection moindre.

Nous avons utilisé un faisceau de ^{56}Ni de 10^4 pps à 50 A.MeV. Ce faisceau a été produit au GANIL par fragmentation d’un faisceau primaire de ^{58}Ni à 75 A.MeV sur la cible de ^{12}C de SISI. Le faisceau, purifié à 99 % par changement d’état de charge grâce à une feuille d’or, a été envoyé dans Maya remplie de deutérium gazeux à 1050 mbar. Les produits de la réaction ont été détectés par Maya et, pour les plus énergétiques, par un mur de neuf Si placé sur la face arrière de Maya. Ce dispositif nous permet de mesurer le spectre en énergie d’excitation du ^{56}Ni jusqu’à 35 MeV environ. L’acceptance géométrique de cet ensemble de détection a été simulé par la méthode Monte-Carlo. Nous avons écrit un programme de traitement des données brutes qui reconstruit la trajectoire - angle de diffusion et longueur parcourue dans la gaz - de la particule de recul dans Maya, le spectre en énergie d’excitation du ^{56}Ni et les distributions angulaires. Ces deux dernières étapes nécessitent d’identifier les particules de recul afin de signer la diffusion $^{56}\text{Ni}(d,d')$. Malgré plusieurs tentatives, nous n’avons pas réussi à distinguer les protons des deutons. Afin d’évaluer la contribution du breakup du deuton aux données expérimentales, nous avons fait une simulation reposant sur les mesures de Ridikas et al [Rid00].

Les distributions angulaires théoriques ont été calculées dans le cadre de la DWBA. Le potentiel optique et les potentiels de transition vers les états collectifs $L=0$ et $L=2$ ont été déterminés dans un modèle de double-folding à partir

de la densité du ^{56}Ni et des densités de transitions obtenues dans les approximations Hartree-Fock et RPA. Les distributions angulaires théoriques sont en accord avec les données expérimentales. Nous avons utilisé deux méthodes d'analyse qui donnent des résultats comparables : une méthode d'ajustement du spectre en énergie d'excitation par des gaussiennes pour différents angles centre de masse et une méthode de décomposition multipolaire des distributions angulaires pour différentes énergies d'excitation. La résonance géante quadrupolaire, centrée à 16.2 ± 0.3 MeV, épuise 76 ± 13 % de EWSR et la résonance géante monopolaire, centrée en 19.3 ± 0.3 MeV, épuise 136 ± 27 % de EWSR.

D'une manière générale, les résultats que nous avons obtenus sont comparables aux données existantes sur le ^{58}Ni . Ceci montre la validité de ce dispositif expérimental dédié à l'étude des modes collectifs dans les noyaux exotiques. Plusieurs points sont cependant à améliorer afin de consolider la méthode. En tout premier lieu, il est nécessaire d'augmenter la statistique. Rappelons que ces résultats correspondent seulement à 16 heures de prise de données. Une meilleure statistique permettrait notamment de réaliser une analyse plus fine incluant les contributions $L=1$ ou $L=3$. D'autre part, l'efficacité de détection n'a pas été prise en compte. En particulier, il serait intéressant de connaître avec précision l'influence des seuils de détection de Maya sur les résultats. Cela pourrait passer par une simulation GEANT confrontée à des expériences dédiées. Finalement, une grande partie des incertitudes de cette expérience provient du fait que nous ne séparons pas les protons des deutons. Le principal point à améliorer est donc l'amplification des signaux, qui permettrait l'identification des particules des particules de recul peu énergétiques. Dans ce but, la conception de la nouvelle cible active ACTAR s'oriente vers les GEMs (Gas Electron Multipliers) [Sau97] développés au CERN ou vers le système MICROMEGAS [Gio06]. Dans ce dernier système, les fils amplificateurs sont remplacés par une micro-grille métallique, dont le pas est de l'ordre de 25 à 50 μm , située à une centaine de μm des pads de la cathode. Cette technique permet d'obtenir une excellente résolution spatiale (≤ 100 μm) ainsi qu'une meilleure amplification.

Avec cette méthode nous pouvons d'ores et déjà poursuivre l'étude de la chaîne isotopique des nickels avec le ^{68}Ni . L'investigation de noyaux plus lourds, comme les noyaux d'étain, où la résonance géante monopolaire n'est pas fragmentée, serait un bon outil pour apporter une réponse aux incertitudes concernant l'incompressibilité de la matière nucléaire. Avec le projet EURISOL de production d'ions radioactifs par la méthode ISOL (Isotope Separation On-Line), des faisceaux de $^{104-134}\text{Sn}$ seraient disponibles avec une intensité de 10^4 pps.

Dans la seconde partie de ce travail, nous nous sommes intéressés au système le plus exotique à la portée du physicien nucléaire : l'étoile à neutrons. Nous avons donné la première description microscopique auto-cohérente de l'ensemble de l'écorce interne des étoiles à neutrons. En se plaçant dans l'hypothèse du scénario de refroidissement rapide, nous avons alors montré que le temps de refroidissement de l'étoile à neutrons dépend de manière significative du gap d'ap-

pariement dans l'écorce interne.

Les dix cellules de Wigner-Seitz définies par Negele et Vautherin ont été calculées dans l'approximation HFB à température finie. Nous avons choisi comme point de départ une version modifiée du code de Dobaczewski déjà utilisée avec succès dans certaines cellules denses de l'écorce. Cependant, ce code, qui résout les équations FT-HFB en représentation de coordonnées, diverge pour des boîtes supérieures à 28 fm et ne permet pas de calculer l'ensemble des cellules. Nous avons identifié et traité les problèmes numériques ce qui nous a permis de donner une description auto-cohérente de toutes les cellules de l'écorce interne.

Le gap d'appariement dans la matière neutronique est encore mal connu : selon les études, sa valeur maximale se situerait entre 1 et 3 MeV environ. Afin d'étudier l'influence de la superfluidité sur les propriétés thermiques de l'écorce, deux forces d'appariement de contact ont été générées : une force reproduisant le gap d'appariement dans la matière de neutrons obtenu dans l'approximation BCS et une force simulant les effets d'écrantage du milieu avec un gap maximal de 1 MeV. Par ailleurs, nous avons reconsidéré le rôle des agrégats nucléaires dans un cadre totalement microscopique : les cellules de Wigner-Seitz ont été calculées sans leurs protons et avec le même nombre de neutrons.

A partir du spectre de quasiparticules, nous avons calculé la chaleur spécifique de chaque cellule. Nous avons alors montré que la chaleur spécifique est jusqu'à 50 fois plus grande dans une situation d'appariement faible que d'appariement fort. Cet effet se révèle bien plus important que celui induit par les agrégats nucléaires. En utilisant un modèle simple de diffusion de la chaleur, nous avons constaté que le temps de thermalisation de l'écorce interne reflète l'évolution des chaleurs spécifiques. Ainsi, l'effet des agrégats nucléaires sur le temps de thermalisation ne dépasse pas 30 % alors qu'il est très affecté par le gap d'appariement. Pour un gap maximal de 3 MeV, le temps de refroidissement est de l'ordre de dix ans. Celui-ci est entre 2 et 6 fois plus long pour un gap maximal de 1 MeV. Ce résultat, bien qu'il soit obtenu avec un modèle simple, montre incontestablement que la superfluidité de l'écorce joue un rôle important dans la thermalisation de l'étoile.

L'observation de la température de surface d'une étoile à neutrons jeune, telle que SN1987A, permettrait donc une mesure indirecte du gap d'appariement dans la matière nucléaire constituant l'écorce interne. Il est cependant nécessaire, pour interpréter les observations astrophysiques, de déterminer les contributions respectives de l'ensemble des phénomènes, microscopiques ou macroscopiques, qui ont une influence sur le refroidissement de l'étoile. Ainsi, dans une prochaine étape, l'effet des résonances supergéantes sur le temps de refroidissement pourra être exploré. Ces modes collectifs, attendus dans les noyaux exotiques très riches en neutrons ainsi que dans les cellules de Wigner-Seitz [Kha05], sont situés à très basse énergie et devraient affecter notablement la chaleur spécifique. Afin d'obtenir une description complète du phénomène de refroidissement dans les étoiles à neutrons, nous pourrions alors envisager une paramétrisation des cha-

leurs spécifiques microscopiques utilisable dans les codes complexes simulant les phénomènes macroscopiques de transport de la chaleur.

Bibliographie

- [Adr05] P. Adrich et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 132501 (2005).
- [And75] P.W. Anderson and N. Itoh, *Nature* **256**, 25 (1975).
- [Ann97] R. Anne, *Nucl. Instr. and Meth.* **B 126**, 279 (1997).
- [Aum96] T. Aumann et al., *Nucl. Phys.* **A 649**, 297c (1996).
- [Baa34] W. Baade and F. Zwicky, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **20**, 255 (1934).
- [Bal05] M. Baldo, U. Lombardo, E.E. Saperstein and S.V. Tolokonnikov, *Nucl. Phys.* **A 750**, 409 (2005).
- [Bar95] E. Baron et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A 362**, 90 (1995).
- [Bas93] S.I. Bastrukov et al., *Nucl. Phys.* **A 562**, 191 (1993).
- [Bay71] G. Baym, C. Pethick and P. Sutherland, *Astrophys. Journal* **170**, 299 (1971).
- [Baz02] D. Bazin et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A 482**, 307 (2002).
- [Bec06] E. Becheva et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 012501 (2006).
- [Bei75] M. Beiner, H. Flocard, N. Van Giai and P. Quentin, *Nucl. Phys.* **A 238**, 29 (1975).
- [Ben05] K. Bennaceur and J. Dobaczewski, *Comp. Phys. Commun.* **168**, 96 (2005).
- [Ber91] G. F. Bertsch and H. Esbensen, *Ann. Phys. (N.Y.)* **209**, 327 (1991).
- [Ber00] E. Berdermann et al, Recent Results from CVD-Diamond Heavy-ions Detectors, GSI Preprint 2000-09.
- [Bet93] A.C. Betker et al., *Phys. Rev.* **C 48**, 2085 (1993).
- [Bia89] L. Bianchi et al, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 276**, 509 (1989).
- [Bla80] J.P. Blaizot, *Phys. Rep.* **64**, 171 (1980).
- [Bla95] J.P. Blaizot et al., *Nucl. Phys.* **A 591**, 435 (1995).
- [Boh75] A. Bohr et B.R. Mottelson, Nuclear Structure vol. 2 (Benjamin, New York, 1975).
- [Boh79] O. Bohigas, A.M. Lane, J. Martorell, *Phys. Rep.* **52**, 267 (1979).
- [Boj88] J. Bojowald et al., *Phys. Rev.* **C 38**, 1153 (1988).

- [Bro88] G.E. Brown, K. Kubodera, D. Page and P. Pizzochero, *Phys. Rev.* **D 37**, 2042 (1988).
- [Bue84] M. Buenerd, *Jour. Phys. (Paris) Coll.* **45**, C4-115 (1984).
- [Bul80] A. Bulgac, preprint No. FT-194-1980, Institute of Atomic Physics, Bucharest, 1980, nucl-th/9907088.
- [Bur57] E. Burbidge, G. Burbidge, W. Fowler and A. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
- [Caa07] M. Caamaño et al., arXiv :nucl-ex/0702021v1.
- [Cha68] G. Charpak et al., *Nucl. Instr and Meth.* **62**, 235 (1968).
- [Cha98] E. Chabanat et al., *Nucl. Phys.* **A 635**, 231 (1998).
- [Cho92] Ph. Chomaz, T. Suomijärvi, N. Van Giai et J. Treiner, *Phys. Lett.* **B 281**, 6 (1992).
- [Col00] G. Colò, N. Van Giai, P.F. Bortignon et M.R. Quaglia, *Phys. Lett.* **B 485**, 362 (2000).
- [Col04a] G. Colò et N. Van Giai, *Nucl. Phys.* **A 731**, 15 (2004).
- [Col04b] G. Colò et al., *Phys. Rev.* **C 70**, 024307 (2004).
- [Coo57] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [Coo82a] J. Cook, *Nucl. Phys.* **A 382**, 71 (1982).
- [Coo82b] J. Cook, *Computer Phys. Commun.* **25**, 125 (1982).
- [Dae80] W.W. Daehnick et al., *Phys. Rev.* **C 21**, 2253 (1980).
- [Dah74] G. Dahlquist and Å. Björck, Numerical Methods, (Prentice-Hall, Englewood, Cliffs) (1974).
- [Dav97] B.F. Davis et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 609 (1997).
- [Dem03] C.E. Demonchy, thesis T 0306, Dec. 2003, U.Caen, France
- [Dem07] C.-E. Demonchy et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A 573**, 145 (2007).
- [Dob84] J. Dobaczewski, H. Flocard and J. Treiner, *Nucl. Phys. A* **422**, 103 (1984).
- [Dob96] J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, T.R. Werner, J.-F. Berger, C.R. Chinn and J. Dechargé, *Phys. Rev.* **C 53**, 2809 (1996).
- [Dob00] J. Dobaszewski and J. Dudek, *Comput. Phys. Commun.* **102**, 166 (1997) ; **102**, 186 (1997) ; **131**, 164 (200).
- [Dob04] J. Dobaszewski and P. Olbratowski, *Comput. Phys. Commun.* **158**, 158 (2004).
- [Dun92] R.C. Duncan and C. Thompson, *Astrophys. Jour.* **329**, 9 (1992).
- [Esb97] H. Esbensen, G. F. Bertsch and K. Hencken, *Phys. Rev.* **C 56**, 3054 (1997).

- [Fra87] N. Frascaria et al., *Nucl. Phys.* **A 474**, 253 (1987).
- [Fuk72] S. Fukuda et Y. Torizuka, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1109 (1972).
- [Gan02] P. Gangnant et al., Report Ganil **27-2002** (2002).
- [Gar84] U. Garg et al., *Phys. Rev.* **C 29**, 93 (1984).
- [Gar99] E. Garrido, et al., *Phys. Rev.* **C 60**, 064312 (1999).
- [Gar04] U. Garg, *Nucl. Phys.* **A 731**, 3 (2004).
- [Gar06] U. Garg, COMEX2 Proceedings, à paraître dans *Nucl. Phys.* **A 788**, arXiv :nucl-ex/0608007 v1.
- [Gia81] N. Van Giai and H. Sagawa, *Nucl. Phys.* **A 371**, 1 (1981).
- [Gia01] N. Van Giai, P.F. Bortignon, G. Colò, Z.-Y. Ma et M.R. Quaglia, *Nucl. Phys.* **A 687**, 44c (2001).
- [Gio06] I. Giomataris et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A 560**, 405 (2006).
- [Gle00] N.K. Glendenning, Compact Stars, Springer (2000).
- [Gol48] M. Goldhaber et E. Teller, *Phys. Rev* **74**, 1046 (1948).
- [Gol69] T. Gold, *Nature* **221**, 25 (1969).
- [Goo81] A.L. Goodman, *Nucl. Phys.* **A 352**, 30 (1981).
- [Gra02] M. Grasso, N. van Giai and N. Sandulescu, *Phys. Lett.* **B 535**, 103 (2002).
- [Ham97] I. Hamamoto, H. Sagawa et W.X. Zhang, *Phys. Rev.* **C 56**, 3121 (1997).
- [Ham98] I. Hamamoto, H. Sagawa et W.X. Zhang, *Phys. Rev.* **C 57**, R1064 (1998).
- [Har77] M.N. Harakeh et al., *Phys. Rev. Lett.* **38**, 676 (1977).
- [Har01] M.N. Harakeh et A. van der Woude, Giant Resonances, Clarendon Press, Oxford (2001).
- [Hoh64] P. Hohenberg and W. Kohn, *Phys. Rev. Lett.* **136**, B864 (1964).
- [Hul94] R.A. Hulse, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 699 (1994).
- [Hul57] L. Hulthén et M. Sugawara, The Two-Nucleons Problem, Springer-Verlag, Berlin (1957).
- [Hun04] M. Hunyadi et al., *Nucl. Phys.* **A 731**, 49 (2004).
- [Ito84] N. Itoh, Y. Kohyama, N. Matsumoto and M.Seki, *Astrophys. Journal* **285**, 758 (1984).
- [Jou91] A. Joubert et al, IEEE Part. Accelerator Conf. **1**, 594 (1991).
- [Kha05] E. Khan, N. Sandulescu and N. Van Giai, *Phys. Rev.* **C 71**, 042801 (2005).
- [Kha07] E. Khan, N. Van Giai and N. Sandulescu, arXiv :nucl-th/0612074v2.

- [Kho96] Dao T. Khoa et al., *Nucl. Phys.* **A 602**, 98 (1996).
- [Kra94] G. Kraus et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1773 (1994).
- [Kou99] C. Kouveliotou et al., *Astrophys. Jour.* **510** 115(1999).
- [Lan84] L.Landau and E.Lifchitz, *Physique Statistique* (1984).
- [Lat91] J.M. Lattimer, C.J. Pethick, M. Prakash and P. Haensel, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2701 (1991).
- [Lat94] J.M. Lattimer et al., *Astrophys. Jour* **425**, 802 (1994).
- [Lei01] A. Leistenschneider, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5442 (2001).
- [Lew72] M.B. Lewis et F.E. Bertrand, *Nucl. Phys.* **A 196**, 337 (1972).
- [Lom01] U. Lombardo and H.-J. Schulze, *Lect. Notes. Phys.* **578**, 30 (2001).
- [Lui84] Y.-W. Lui et al., *Phys. Rev.* **C 30**, 51 (1984).
- [Lui85] Y.-W. Lui et al., *Phys. Rev.* **C 31**, 1642 (1985).
- [Lui00] Y.-W. Lui et al., *Phys. Rev.* **C 61**, 067307 (2000).
- [Lui04] Y.-W. Lui et al., *Nucl. Phys.* **A 731**, 28 (2004).
- [Lui06] Y.-W. Lui et al., *Phys. Rev.* **C 73**, 014314 (2006)
- [Ma01] Z.-Y. Ma, N. Van Giai, A. Wandelt, D. Vretenar et P. Ring, *Nucl. Phys.* **A 686**, 173 (2001).
- [Mar06] J. Margueron, Communication privée.
- [Mar76] N. Marty et al., Orsay Report, IPNO76-03 (1976).
- [Mig60] A.B. Migdal, *Soviet Physics JETP* **10**, 176 (1960).
- [Mit03] W. Mittig et al., *Nucl. Phys.* **A 722**, 10c (2003).
- [Mit05] W. Mittig et al., *Eur. Phys. Jour.* **A 25**, s01, 263-266 (2005).
- [Miz99] Y. Mizoi et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A 431**, 112 (1999).
- [Mon07a] C. Monrozeau et al., *Nucl. Phys.* **A 788**, 182 (2007).
- [Mon07b] C. Monrozeau, J. Margueron, N. Sandulescu, arXiv :nucl-th/0703064.
- [Mot96] B. Mottelson, Trends in Nuclear Physics, cours des Houches (1996).
- [Nik02] T. Niksic, D. Vretenar, P. Ring, *Phys. Rev.* **C 66**, 064302 (2002).
- [Nor70] L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, *Nucl. Data Tables* **A7**, 322 (1970).
- [Odl96] O.H. Odland et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A 378**, 149 (1996).
- [Paa07] N. Paar, D. Vretenar, E. Khan et G. Colò, *Rep. Prog. Phys.* **70**, 691 (2007).
- [Pat02] S.K. Patra et al., *Phys. Rev.* **C 65**, 044304 (2002).
- [Pea91] J. M. Pearson, *Phys. Lett.* **B 271**, 12 (1991).
- [Pei84] A. Peisert et F. Sauli, Drift and Diffusion of electrons in Gases : a Compilation, CERN 84-08.

- [Pet95] C.J. Pethick and D.G. Ravenhall, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **45**, 429 (1995).
- [Pie01] J. Piekarewicz, *Phys. Rev. C* **64**, 024307 (2001).
- [Pie02] J. Piekarewicz, *Phys. Rev. C* **66**, 034305 (2002).
- [Pit71] R. Pitthan et Th. Walcher, *Phys. Lett. B* **36**, 563 (1971).
- [Piz02] P.M. Pizzochero et al., *Astrophys. Jour.* **569** 381 (2002).
- [Poe92] T.D. Poelheken et al., *Phys. Lett. B* **278**, 423 (1992).
- [Pos97] W. Pöschl, D. Vretenar and P. Ring, *Comput. Phys. Commun.* **103**, 217 (1997).
- [Pra92] M. Prakash, M. Prakash, J.M. Lattimer and C.J. Pethick, *Astrophys. Jour.* **390**, 77 (1992).
- [Rei91] P.-G. Reinhard, *Comput. Nucl. Phys* **1**, 28 (1991).
- [Rid00] D. Ridikas et al., *Phys. Rev. C* **63**, 014610 (2000).
- [Rin80] P. Ring and P. Schuck, *The nuclear Many-Body Problem* (Springer, New York, 1980).
- [Rip91] K.A. Van Riper, *Astrophys. Jour.* **75**, 449 (1991).
- [San94] J.C. Santiard et al., GASSIPLEX, a low noise analog signal processor for readout of gaseous detectors, CERN-ECP/94-17 (1994).
- [Sau97] F. Sauli, *Nucl. Instr and Meth. A* **386**, 531 (1997).
- [San04] N. Sandulescu, N. Van Giai and R.J. Liotta, *Phys. Rev. C* **69**, 045802 (2004).
- [San04b] N. Sandulescu, *Phys. Rev. C* **70**, 025801 (2004).
- [Sat71] G.R. Satchler, *Particles and Nuclei* **2**, 147 (1971).
- [Sat80] G.R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, The Macmillan Press LTD (1980).
- [Sat83] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford Univ. Press, Oxford (1983).
- [Sat87] G.R. Satchler, *Nucl. Phys. A* **472**, 215 (1987).
- [Sat97] G.R. Satchler et Dao T. Khoa, *Phys. Rev. C* **55**, 285 (1997).
- [Sca93] J.A. Scarpaci et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3766 (1993).
- [She03] C. Shen, U. Lombardo, P. Schuck, W. Zuo and N. Sandulescu, *Phys. Rev. C* **67**, 061302 (2003).
- [Shl93] S. Shlomo et D.H. Youngblood, *Phys. Rev. C* **47**, 529 (1993).
- [Sie71] P.J. Siemens and V.R. Pandharipande, *Nucl. Phys. A* **173**, 561 (1971).
- [Sta04] I.H. Stairs, *Science* **304**, 547 (2004).
- [Ste50] H. Steindwedel et J.H.D. Jensen, *Z. Naturforsch* **5a**, 413 (1950).

- [Sto05] M.V. Stoitsov, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz and P. Ring, *Comput. Phys. Comm.* **167**, 43 (2005).
- [Sur98] E. Sureau, *La matière nucléaire : des étoiles aux noyaux*, Hermann (1998).
- [Tap00] R.J. Tapper, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1273 (2000).
- [Ter06] J. Terasaki et J. Engel, *Phys. Rev. C* **71**, 34310 (2006).
- [Tho06] I.J. Thompson, <http://www.fresco.org.uk>
Coupled Channel Methods for Nuclear Physics, *Computer Physics Reports* **7**, 167 (1988).
Methods of Direct Reaction Theories, Ed. E.R. Pike and P.C. Sabatier, Academic Press, 1360 (2001).
- [Tod05] B.G. Todd-Rutel et J. Piekarewicz, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 122501 (2005).
- [Tre81] J. Treiner, H. Krivine et O. Bohigas, *Nucl. Phys. A* **371**, 253 (1981).
- [Uch03] M. Uchida et al., *Phys. Lett. B* **557**, 12 (2003).
- [Vau72] D. Vautherin and D.M. Brink, *Phys. Rev. C* **5**, 626 (1972).
- [Vau73] J. W. Negele and D. Vautherin, *Nucl. Phys. A* **207**, 298 (1973).
- [Vid06] I. Vidana, communication privée.
- [Vil01] A.C.C. Villari, *Nucl. Phys. A* **693**, 465 (2001).
- [Vor88] A.A. Vorobyov et al., *Nucl. Inst. Meth.* **119**, 509 (1974); **A 270**, 419 (1988).
- [Vre97] D. Vretenar et al., *Nucl. Phys. A* **621**, 853 (1997).
- [Vre00] D. Vretenar et al., *Phys. Lett. B* **487**, 384 (2000).
- [Wat58] S. Watanabe, *Nucl. Phys.* **8**, 484 (1958).
- [Wil80] A. Willis et al., *Nucl. Phys. A* **344**, 137 (1980).
- [Wir95] R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks and R. Schiavilla, *Phys. Rev. C* **51**, 38 (1995).
- [Woo54] R.D. Woods et D.S. Saxon, *Phys. Rev.* **95**, 688 (1954).
- [Yak99] D.G. Yakovlev, K.P. Levenfish. Yu.A. Shibarov, *PHYS-USP* **42**, 737 (1999).
- [Yak00] D.G. Yakovlev, A.D. Kaminker, O.Y. Gnedin and P. Haensel, *Phys. Rep.* **354**, 155 (2000).
- [Yak04] D. G. Yakovlev and J. Pethick, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **42**, 169 (2004).
- [You77] D.H. Youngblood et al., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1188 (1977).
- [You91] D.H. Youngblood et al., *Phys. Rev. C* **44**, 1878 (1991).
- [You96] D.H. Youngblood et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1429 (1996).
- [You97] D.H. Youngblood, *Phys. Rev. C* **55**, 950 (1997).
- [You99] D.H. Youngblood, H.L. Clark et Y.-W. Lui, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 691 (1999).

Résumé :

Les résonances géantes monopolaire (GMR) et quadrupolaire (GQR) isoscalaires ont été mesurées dans le ^{56}Ni , grâce à une expérience de diffusion inélastique de deutons de 50 A.MeV réalisée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds. Il s'agit de la première observation de ces modes collectifs dans un noyau à courte durée de vie. Le faisceau secondaire était envoyé dans la cible active Maya remplie de deuterium gazeux pur. Les deutons de recul étaient détectés par Maya et, pour les plus énergétiques ($E = 2\text{MeV}$), par un mur de neuf détecteurs en silicium. La GMR et la GQR sont centrées à 19.3(0.5) MeV et 16.2(0.5) MeV. Les distributions angulaires correspondantes ont été mesurées entre 3 et 7 degrés dans le centre de masse. Une analyse DWBA utilisant des densités de transition RPA a montré que la GMR et la GQR épuisent respectivement 136(27) % et 76(13) % de la règle de somme pondérées en énergie.

Un modèle Hartree-Fock-Bogoliubov à température finie a été mis au point pour décrire les dix cellules de Wigner-Seitz composant l'écorce interne des étoiles à neutrons et calculer microscopiquement leur chaleur spécifique. Les calculs ont été réalisés en utilisant deux forces d'appariement de contact : une force reproduisant les propriétés d'appariement obtenues dans l'approximation BCS et une force simulant les effets d'écrantage du milieu. En faisant l'hypothèse d'un scénario de refroidissement rapide du cœur et une température initiale de 100 keV dans l'écorce, le temps de refroidissement de l'étoile a été estimé à 9 et 34 ans respectivement.

Abstract :

Giant monopole (GMR) and quadrupole (GQR) resonances have been measured in the ^{56}Ni using inelastic scattering of 50 A.MeV deuteron at the Grand Accélérateur National d'Ions Lourds facility. This is the first experimental observation of isoscalar collective modes in a short-lived nucleus. The secondary beam was impinged on the active target Maya filled with a pure deuterium gas. Recoiling deuterons were detected in Maya and in a wall of nine silicon detectors. The GMR and GQR are centered at 19.3(0.5) and 16.2(0.5) MeV, respectively. Corresponding angular distributions were extracted from 3 to 7 degrees in the centre of masse frame. DWBA analysis based on RPA transition densities yields the percentage of the energy weighted sum rule exhausted : 136(27) % for the GMR et 76(13) % for the GQR.

A finite temperature Hartree-Fock-Bogoliubov model was implemented to describe the 10 Wigner-Seitz cells which compose the inner crust of neutron stars and to microscopically calculate their specific heat. Calculations are performed with two contact pairing forces chosen to simulate the pairing properties of uniform neutron matter corresponding to the BCS approximation and to polarisation effects. Under the assumption of a rapid cooling of the core and an initial temperature of 100 keV in the inner crust, the cooling time of the star was estimated at 9 and 34 years, respectively.

Mots Clés :

- | | | |
|-----------------------|---------------------|---------------------------|
| - structure nucléaire | - noyaux exotiques | - diffusion inélastique |
| - résonances géantes | - incompressibilité | - astrophysique nucléaire |
| - étoiles à neutrons | - refroidissement | - superfluidité |