

UNIVERSITÉ DE PARIS XI  
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Présentée

Pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

PAR

**Alexandre OBERTELLI**

**La fermeture de sous-couche  $N = 16$**

Soutenue le **22 septembre 2005** devant la Commission d'examen

Dr. Thomas Duguet	
Prof. Nimet Frascaria	(Directeur de thèse)
Dr. Alain Gillibert	(Responsable CEA)
Dr. Wolfgang Mittig	(Rapporteur)
Dr. Marie-Geneviève Porquet	(Rapporteur)
Prof. Johanna Stachel	



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Motivations</b>	<b>1</b>
1.1	Les nombres magiques . . . . .	1
1.1.1	Le modèle en couches . . . . .	1
1.1.2	Observables . . . . .	2
1.2	La fermeture de sous-couche $N = 16$ . . . . .	5
1.2.1	$N = 16$ proche de la vallée de stabilité . . . . .	5
1.2.2	Changement de structure pour les noyaux riches en neutrons . . . . .	7
1.3	L'intérêt de la réaction $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ . . . . .	12
1.3.1	Les états de parité négative des noyaux $N = 17$ . . . . .	12
1.3.2	Le $^{27}\text{Ne}$ . . . . .	16
1.3.3	La réaction de transfert (d,p) . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Protocole expérimental</b>	<b>19</b>
2.1	Choix expérimentaux . . . . .	19
2.1.1	Spectroscopie . . . . .	19
2.1.2	Assignation de moment angulaire . . . . .	20
2.2	Faisceau et optique magnétique . . . . .	23
2.3	Les cibles . . . . .	25
2.3.1	Les cibles de $\text{CD}_2$ . . . . .	25
2.3.2	La cible cryogénique . . . . .	25
2.4	EXOGAM . . . . .	31
2.4.1	Configuration de l'expérience . . . . .	31
2.4.2	Electronique . . . . .	35
2.4.3	Etalonnage en énergie . . . . .	35
2.4.4	Efficacité absolue : simulation . . . . .	36
2.5	VAMOS . . . . .	38
2.5.1	Principe d'un spectromètre magnétique . . . . .	38
2.5.2	Acceptances . . . . .	40
2.5.3	Détection au plan focal . . . . .	41
2.6	La galette à micro-canaux . . . . .	46
2.7	Electronique et logique de déclenchement . . . . .	47
2.7.1	Rôle du <i>centrum</i> . . . . .	47
2.7.2	Concaténation des deux flots de données . . . . .	48

<b>3</b>	<b>Analyse du plan focal de VAMOS</b>	<b>49</b>
3.1	Données du plan focal . . . . .	49
3.1.1	Temps de vol . . . . .	49
3.1.2	Mesure des positions et des angles au niveau des chambres à dérive	51
3.1.3	Pertes d'énergie . . . . .	53
3.2	Identification . . . . .	55
3.2.1	Sélection des événements VAMOS-EXOGRAM . . . . .	55
3.2.2	Méthode d'identification . . . . .	55
3.3	Distributions angulaires des éjectiles . . . . .	57
3.3.1	Reconstruction du plan focal . . . . .	59
3.3.2	Cas de la réaction $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p})^{17}\text{O}$ . . . . .	62
3.3.3	Cas du faisceau de $^{26}\text{Ne}$ . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Spectroscopie <math>\gamma</math> avec EXOGAM</b>	<b>69</b>
4.1	Analyse des spectres $\gamma$ . . . . .	69
4.1.1	Corrections relativistes . . . . .	69
4.1.2	La correction d'adback . . . . .	71
4.2	Assignation de la multipolarité d'une transition $\gamma$ . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Résultats et discussions</b>	<b>77</b>
5.1	Les isotopes de néon . . . . .	77
5.1.1	Le $^{26}\text{Ne}$ . . . . .	77
5.1.2	Le $^{27}\text{Ne}$ . . . . .	84
5.1.3	Le $^{25}\text{Ne}$ . . . . .	112
5.2	Les isotopes de sodium . . . . .	129
5.2.1	Réaction de transfert ou fusion-évaporation? . . . . .	129
5.2.2	Le $^{27}\text{Na}$ . . . . .	130
5.2.3	Le $^{26}\text{Na}$ . . . . .	132
5.3	Les isotopes de fluor . . . . .	135
5.3.1	Le $^{23}\text{F}$ . . . . .	135
5.3.2	Le $^{25}\text{F}$ . . . . .	137
<b>6</b>	<b>Approche théorique de la fermeture de sous-couche <math>N = 16</math></b>	<b>139</b>
6.1	Les changements de structure avec l'isospin . . . . .	139
6.1.1	Dépendance en densité du terme de spin-orbite . . . . .	140
6.1.2	Le terme de spin-isospin . . . . .	143
6.1.3	Effets de la déformation . . . . .	145
6.1.4	Les couplages au continuum . . . . .	147
6.2	Etude des isotones $N = 16$ . . . . .	148
6.2.1	Le formalisme Hartree-Fock (HF) et Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)	148
6.2.2	La force de Gogny . . . . .	150
6.2.3	Résultats . . . . .	151
6.3	Déformation et isotones $N = 17$ . . . . .	154
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>159</b>

Table des matières

<b>A</b>	<b>Fonctions d'onde du modèle en couches (interaction USD) pour des états de parité positive des isotopes <sup>25,26,27</sup>Ne.</b>	<b>A</b>
<b>B</b>	<b>Publication</b>	<b>E</b>



# Remerciements

Je remercie Nicolas Alamanos, chef du Service de Physique Nucléaire du CEA-Saclay, et son adjointe Françoise Auger de m'avoir fait confiance pendant ces trois années de thèse.

Je suis redevable à Thomas Duguet, Wolfgang Mittig, Marie-Geneviève Porquet et Johanna Stachel d'avoir accepté d'être membre du jury de thèse. Je suis particulièrement reconnaissant à Marie-Geneviève Porquet et Wolfgang Mittig d'avoir été rapporteurs de ce travail.

Ma plus grande gratitude va à Alain Gillibert, mon responsable de thèse au CEA. Sa confiance, sa disponibilité, son exigence professionnelle et sa gentillesse ont, depuis longtemps, mon respect le plus profond. J'éprouve pour lui, après ces trois années, une sincère amitié.

Nimet Frascaria, ma directrice de thèse universitaire, m'a fait découvrir la physique nucléaire expérimentale et m'a permis de travailler avec Thomas Glasmacher et Gregers Hansen. Merci !

Le présent travail n'aurait pas eu lieu sans les qualités scientifiques et humaines des membres du groupe "noyaux exotiques", qu'ils soient permanents ou de passage, au sein duquel j'ai effectué ma thèse. Je dois énormément à l'ensemble du groupe : merci à Marcos Alvarez, Roland Dayras, Antoine Drouart, Nicholas Keeley, Valérie Lapoux, Xavier Mougeot, Laurent Nalpas, Lolly Pollacco, Riccardo Raabe, Jean-Luc Sida, Cédric Simenel, Flore Skaza. Le SPhN a été un lieu propice aux échanges avec les étudiants et physiciens des autres groupes. Je tiens à remercier Danielle Coret et Isabelle Richard pour leur bienveillance.

Les expériences auxquelles j'ai participé au cours de la thèse sont les moments où j'ai le plus appris les premiers pas du métier de chercheur. Je le dois beaucoup, outre mon propre groupe, à Didier Beaumel, Yorick Blumenfeld, Simone Fortier, Elias Kahn, Jean-Antoine Scarpacci de l'IPN d'Orsay pendant les expériences de transfert avec MUST. Merci aux personnes du GANIL qui ont travaillé pour l'expérience E443S : François Daudin, Patrick Dolégiéviez, Gilles de France, Georges Frémond, Phillippe Gallardo, Béatriz Jurado, Bruno Lecornu, Claude Marry, Wolfgang Mittig, Fanny Rejmund, Maurycy Rejmund, Patricia Roussel-Chomaz, Phillippe Robillard, Hervé Savajols et les équipes de production de faisceaux du GANIL. Merci à Christophe Theisen, du groupe de spectroscopie  $\gamma$  du SPhN, pour son aide précieuse. Wolfgang Mittig, Patricia Roussel-Chomaz et les expériences réalisées avec MAYA tiennent une place privilégiée parmi mes souvenirs de thèse.

## Remerciements

J'ai eu l'opportunité de travailler avec des personnes du Service de Physique Nucléaire du centre CEA-DAM de Bruyères-le-Châtel. Côtayer Jean-Paul Delaroche, Michel Girod, Héloïse Goutte et Sophie Péru fut un immense plaisir. Je suis reconnaissant à Jean-Luc Sida, chef du SPN, d'avoir toujours su être présent et de bon conseil.

Cette thèse a été l'occasion de partager projets et idées avec Laurent Gaudefroy. J'espère que notre inaltérable amitié initiera de fructueuses collaborations.

# Prologue

Ce travail contribue à l'étude des noyaux riches en neutrons. Leur structure peut présenter des déviations par rapport à celle des noyaux stables, et la prédiction de ces variations est une des préoccupations majeures de la communauté de physique nucléaire [1, 2] car ces changements sont autant de contraintes sur les modèles de structure nucléaire. Nous nous sommes intéressés aux isotones  $N = 16$ , c'est-à-dire aux noyaux à 16 neutrons, loin de la vallée de stabilité.

Nous présentons les motivations de l'étude de la structure du  $^{27}\text{Ne}$  (10 protons et 17 neutrons) vis-à-vis de la problématique de la fermeture de sous-couche  $N = 16$  dans le chapitre 1. Le choix de la réaction de transfert  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ , ainsi que celui de la détection utilisée seront justifiés. Le protocole expérimental est décrit dans le chapitre 2. La méthode d'analyse des données fait l'objet des chapitres 3 et 4. Nous présentons et discutons les résultats obtenus dans le chapitre 5.

Une analyse théorique de la fermeture de sous-couche  $N = 16$  fait l'objet du chapitre 6. Théorie et expérience y seront comparées. Le chapitre 7 est consacré aux conclusions du travail effectué et aux perspectives envisageables pour compléter l'étude.



# Chapitre 1

## Motivations

"2, 8, 20, 28, 50, 82, 126" est la séquence des nombres dits *magiques* en physique nucléaire. Ces nombres marquent la structure en couches de la matière nucléaire : lorsque le nombre de protons, ou de neutrons, d'un noyau stable est magique, ce noyau présente une plus grande stabilité que ses voisins de la carte des noyaux. Une théorie qui prédit ces nombres magiques assure la reproduction, au moins qualitative, de nombreuses observables liées à la stabilité des systèmes nucléaires et à leurs corrélations.

Mis en évidence expérimentalement à partir des années 1930 [3, 4] pour les noyaux stables, ils sont reproduits théoriquement pour la première fois en 1949 par Mayer et Jensen [5, 6].

L'étude des noyaux instables, depuis une trentaine d'années, montre que la séquence des nombres magiques évolue lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité [7], et que d'autres nombres magiques pourraient apparaître. C'est le cas de  $N = 16$  à la *drip line* neutron, c'est-à-dire à la limite de liaison nucléaire pour les neutrons, que certains résultats expérimentaux et théoriques conduisent à considérer comme magique.

Dans ce chapitre, les caractéristiques générales d'un noyau magique sont d'abord introduites, puis étudiées dans le cas particulier des isotones  $N = 16$ . Les données expérimentales actuelles qui laissent supposer un important changement de structure pour ces noyaux proches de la *drip line* neutron sont présentées. Les motivations de l'étude de la structure du  $^{27}\text{Ne}$  par la réaction de transfert  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  sont ensuite détaillées.

### 1.1 Les nombres magiques

Nous nous proposons ici d'introduire les propriétés d'un noyau magique à travers les observables les plus utilisées pour les caractériser. Une description plus formelle, dans le cadre du formalisme de champ moyen, est présentée au chapitre 6.

#### 1.1.1 Le modèle en couches

La nature quantique des nucléons et la taille finie des systèmes nucléaires impliquent que les nucléons se placent sur des niveaux d'énergie discrets : c'est la structure en couches du noyau. Pour les noyaux stables sphériques, cette structure peut être représentée par le schéma de la figure 1.1. Chaque couche est caractérisée par son moment orbital  $l$  et son

moment angulaire total  $j$ . Le principe d'exclusion de Pauli implique que chaque couche peut contenir au plus  $(2j+1)$  nucléons identiques. Chaque couche de moment orbital  $l$ , à l'exception des ondes  $s$  ( $l=0$ ), subit une levée de dégénérescence de type spin-orbite pour aboutir à deux sous-couches de moment angulaire total  $j=l+1/2$  et  $j=l-1/2$ . Cette levée de dégénérescence est illustrée sur la figure 1.1.

L'interaction entre les nucléons dans le noyau est responsable d'espacements en énergie de grande taille entre certaines sous-couches : ce sont les nombres magiques. On dit qu'un noyau est magique en neutrons (protons) s'il est sphérique et s'il présente un espacement en énergie "suffisamment grand" entre sa dernière sous-couche neutron (proton) remplie et sa première sous-couche vide. C'est-à-dire qu'il n'y a pas de diffusion de paires de nucléons au delà du niveau de Fermi. Nous verrons au chapitre 6 que ces critères correspondent à un noyau dont les corrélations multipolaires et d'appariement sont faibles. On dénombre cinq noyaux doublement magiques parmi les noyaux stables :  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{48}\text{Ca}$ , et  ${}^{208}\text{Pb}$ . La définition d'un noyau magique énoncée plus haut est à considérer avec précaution : en réalité, les noyaux considérés comme doublement magiques présentent des nucléons qui diffusent au-delà du niveau de Fermi. Ces diffusions sont dues aux corrélations de courte portée induites par le cœur dur de l'interaction nucléon-nucléon et sont responsables d'une déplétion des orbitales sous le niveau de Fermi [8, 9].

La structure en couches des noyaux instables peut être différentes de celle des noyaux stables représentée sur la figure 1.1. On observe une évolution des espacements relatifs entre sous-couches lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité dans la région des noyaux riches en neutrons : certains nombres magiques à la stabilité "disparaissent" près des *drip line* et de nouveaux nombres magiques apparaissent. Ainsi, les nombres  $N = 8, 20$  ne présentent plus de caractère magique pour certains noyaux riches en neutrons [7, 11, 12] et, théoriquement, de nouveaux nombres, tels que  $N = 16, 40$  [13], sont prédits magiques pour d'autres noyaux proches de la *drip line* neutron.

## 1.1.2 Observables

Les noyaux magiques, dans leur état fondamental, peuvent être décrits en champ moyen par une configuration de modèle en couches où les nucléons remplissent les sous-couches de plus basse énergie. Les énergies de séparation sont souvent les premières observables mesurées qui sont sensibles aux nombres magiques. Les énergies d'excitation du premier état  $2^+$  (pour les noyaux pair-pair), ainsi que les probabilités de transition réduites sont des observables parmi les plus utilisées pour juger du caractère magique d'un noyau.

### 1.1.2.1 Les énergies de séparation

La masse d'un noyau est directement reliée à son énergie de liaison, et contient ainsi des informations sur sa structure en couches. C'est généralement la première caractéristique mesurée des noyaux qui révèle les premiers indices de changement de structure dans une région de masse. La figure 1.2 illustre les effets de la structure en couches sur la masse. Elle présente, en fonction du nombre de neutrons, la différence entre la masse expérimentale et un calcul de masse de type "goutte liquide" (qui ne prend pas en compte les effets de structure) pour différents noyaux. Il apparaît clairement que cette description macroscopique

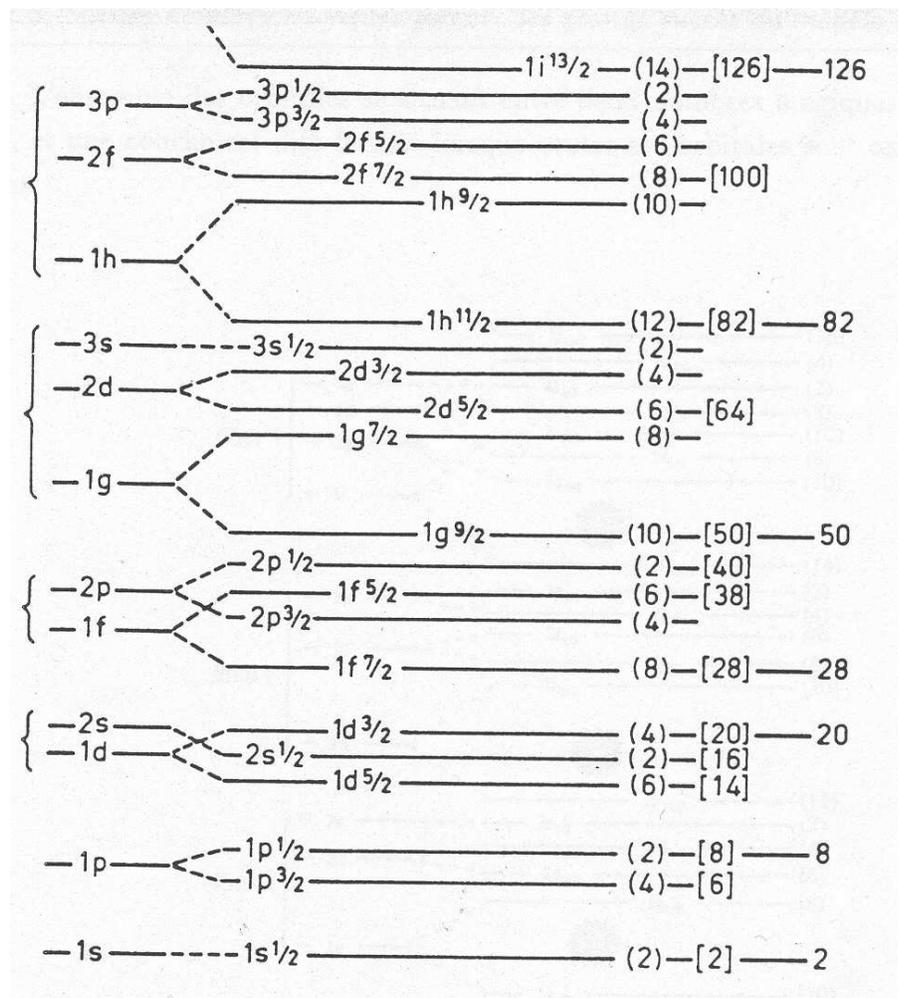


FIG. 1.1 – Structure en couches des noyaux sphériques. La structure en couches est présentée sans (gauche) et avec (droite) la levée de dégénérescence due au terme de spin-orbite. Extrait de [10].

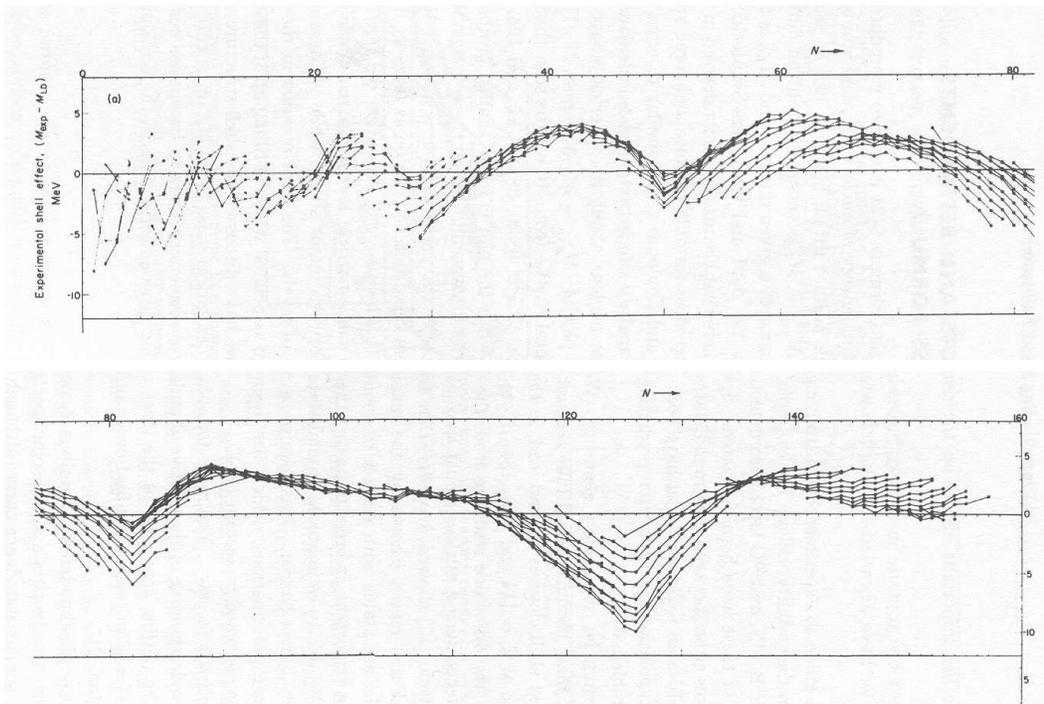


FIG. 1.2 – Différence entre masse expérimentale et masse calculée dans un modèle de type "goutte liquide" en fonction du nombre de neutrons. Extrait de [14].

pique des noyaux ne reproduit qu'une masse "moyenne" : elle ne lie pas assez les noyaux magiques relativement aux autres noyaux situés entre deux nombres magiques.

L'énergie de séparation d'un neutron  $S_n(N)|_Z$  pour un noyau  $(N, Z)$  est l'énergie minimale qu'il faut lui fournir pour lui arracher un neutron. Les changements de  $S_n$  d'un noyau à l'autre sont ainsi une mesure des écarts en énergie entre les couches. Supposons un nombre magique  $N$  pour les neutrons. La figure 1.3 illustre l'énergie de séparation d'un neutron pour un noyau  $(N+1, Z)$  et  $(N-1, Z)$ . Les variations de  $S_n$  sont une mesure des écarts en énergie  $\Delta$  entre les couches. En faisant l'approximation que la structure en couches demeure localement inchangée par la variation du nombre de neutrons, on a :

$$S_n(N-1)|_Z \simeq S_n(N+1)|_Z + \Delta \quad (1.1)$$

Au passage d'un nombre magique, c'est-à-dire lorsque  $\Delta$  est grand, les variations de  $S_n$  sont alors plus importantes.

### 1.1.2.2 Le premier état $2^+$ d'un noyau pair-pair

La fonction d'onde du premier état  $2^+$  d'un noyau pair-pair présente des excitations particule-trou (p-h) qui lui permettent de produire un moment angulaire total  $J=2$ . L'énergie d'excitation  $E(2^+)$  du premier état  $2^+$  reflète la taille de l'espacement en énergie qui sépare les deux sous-couches de part et d'autre du niveau de Fermi. Plus cet écart est grand, plus il coûtera de l'énergie au noyau pour parvenir à promouvoir des paires de nucléons sur les couches supérieures afin de produire un moment angulaire total  $J=2$ . Ainsi, une énergie  $E(2^+)$  élevée marque la difficulté à exciter un noyau.

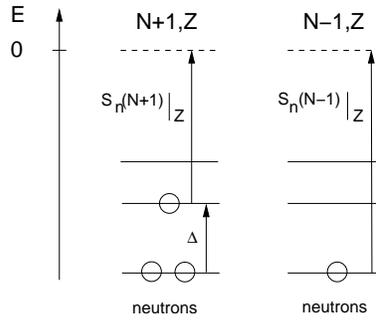


FIG. 1.3 – Illustration du lien entre l'énergie de séparation d'un neutron et la structure en couches des noyaux.

La probabilité de transition électromagnétique réduite  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  d'un noyau pair-pair entre son fondamental  $0^+$  et son premier état  $2^+$  est aussi une observable qui caractérise la collectivité d'un noyau. Elle est définie par :

$$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) \propto | \langle 2^+ | \hat{Q}_{20} | 0^+ \rangle |^2 \quad (1.2)$$

où  $\hat{Q}_{20}$  est l'opérateur de moment quadrupolaire électrique, et  $|0^+(2^+) \rangle$  la fonction d'onde du noyau dans l'état  $0^+(2^+)$ .  $\hat{Q}_{20}$  est défini par

$$\hat{Q}_{20} = e r^2 \hat{Y}_2^0(\theta, \phi) \quad (1.3)$$

où  $e$  est la charge électrique d'un proton. La faible collectivité d'un noyau est caractérisée par une faible probabilité de transition quadrupolaire  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ .

La figure 1.4 illustre les variations de l'énergie d'excitation du premier état  $2^+$  et de la probabilité de transition réduite  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  pour une série d'isotopes de soufre et de calcium. Pour les nombres magiques  $N = 20$  et  $N = 28$ , les énergies d'excitation marquent effectivement un maximum et les probabilités de transition un minimum. Pour  $Z = 20$ , tous les  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  sont faibles car les isotopes de calcium sont magiques en proton. Les  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  sont des valeurs moyennes d'un opérateur bien connu entre deux fonctions d'onde (relation 1.2) : la comparaison entre expérience et théorie permet, par conséquent, de tester très directement les fonctions d'ondes calculées.

La caractérisation d'un effet de couche important passe par la mesure de plusieurs observables : mesure de masse, spectroscopie, et évaluation de probabilités de transition. Pour une caractérisation plus fine de la structure en couches des noyaux, ces observables doivent être complétées par des mesures qui permettent d'évaluer la probabilité de présence des nucléons sur les différentes couches d'un noyau telles que les réactions de transfert, *knock-out*, ... Nous reviendrons sur ce point dans la suite.

## 1.2 La fermeture de sous-couche $N = 16$

### 1.2.1 $N = 16$ proche de la vallée de stabilité

Les isotones  $N = 16$  liés vont de  $^{22}\text{C}$  ( $Z=6$ , drip line neutron) à  $^{36}\text{Ca}$  ( $Z=20$ , drip line proton). Parmi ces noyaux, les  $^{30}\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$  et  $^{32}\text{S}$  sont stables. La structure de ces noyaux,

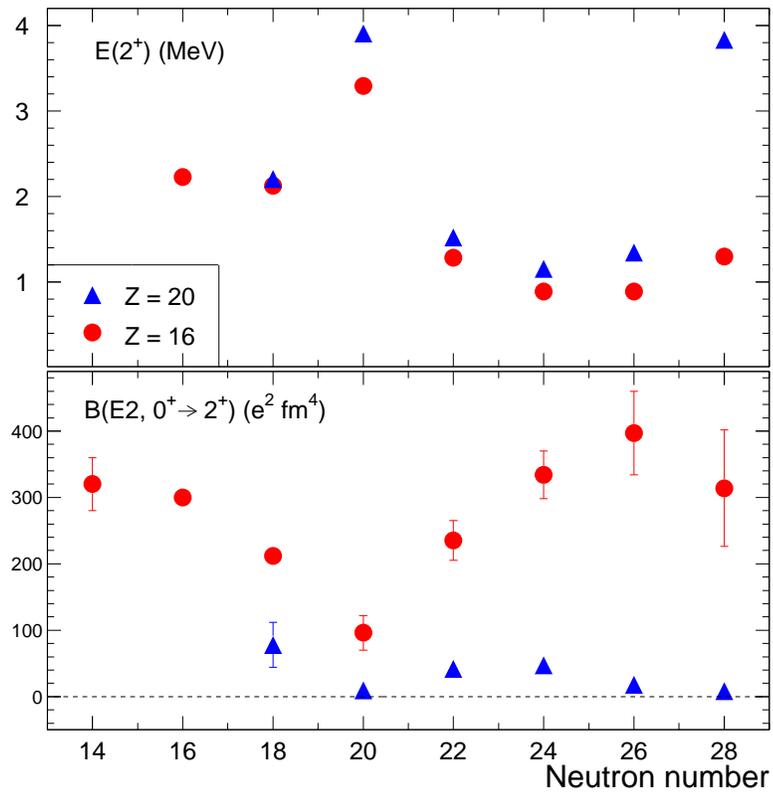


FIG. 1.4 – Energies d'excitation  $E(2^+)$  du premier état  $2^+$  et des probabilités de transition réduites  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  pour les isotopes de soufre ( $Z = 16$ ) et de calcium ( $Z = 20$ ). Extrait de [15].

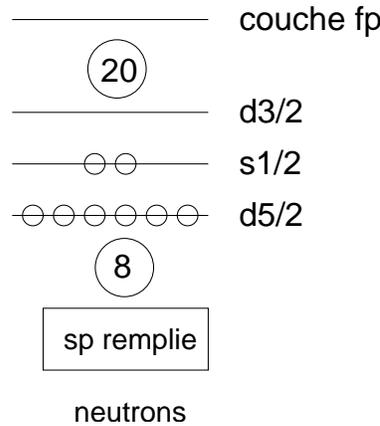


FIG. 1.5 – Structure en couches simplifiée pour les neutrons d’un isotone  $N = 16$  proche de la vallée de stabilité.

lorsqu’ils sont proches de la vallée de stabilité est bien connue. En ce qui concerne les neutrons, la couche  $sp$  est habituellement considérée comme remplie, et la couche  $sd$  contient les huit autres neutrons répartis sur les sous-couches  $d_{5/2}$ ,  $s_{1/2}$ , et  $d_{3/2}$  proches les unes des autres en énergie (de l’ordre de 1 MeV entre chaque sous-couche). Le schéma 1.5 illustre le remplissage de ces sous-couches séparées en énergie de la couche  $fp$ . Cet écart en énergie, environ 3 MeV, correspond au nombre magique  $N=20$  de la vallée de stabilité.

## 1.2.2 Changement de structure pour les noyaux riches en neutrons

Plusieurs résultats expérimentaux et théoriques suggèrent un changement de structure pour les neutrons des noyaux  $N = 16$  au fur et à mesure qu’on s’approche de la *drip line* neutron :  $N = 16$  devient magique. Nous présentons dans cette partie les informations expérimentales qui indiquent ce changement de structure ; les interprétations théoriques seront abordées au chapitre 6.

### 1.2.2.1 Position de la *drip line* neutron

La position exacte de la *drip line* neutron est actuellement connue jusqu’aux isotopes d’oxygène [16]. Les trois isotones  $N=16$   $^{22}\text{C}$ ,  $^{23}\text{N}$ , et  $^{24}\text{O}$  sont les derniers noyaux liés de leur chaîne isotopique respective. Dans une représentation standard de modèle en couches, cela signifie que la sous-couche neutron  $d_{3/2}$  est à énergie positive. Comme l’illustre la figure 1.6, l’ajout d’un proton au  $^{22}\text{C}$  lie davantage les neutrons : les couches neutrons du  $^{23}\text{N}$  devraient être de plus basse énergie. Cependant, l’énergie de liaison apportée par ce proton n’est pas suffisante pour lier les isotopes d’azote au-delà du  $^{23}\text{N}$  : la sous-couche  $d_{3/2}$  demeure à énergie positive. Il faut ajouter en réalité au moins trois protons supplémentaires au  $^{22}\text{C}$  pour qu’un 17<sup>ième</sup> neutron puisse être lié. Cette constatation constitue un premier signe d’un écart en énergie relativement important entre la sous-couche neutron  $s_{1/2}$  et la sous-couche  $d_{3/2}$ . L’importance de l’interaction proton-neutron est particulièrement visible dans cette région : un proton ajouté au  $^{24}\text{O}$  permet de lier non seulement un 17<sup>ième</sup> neutron

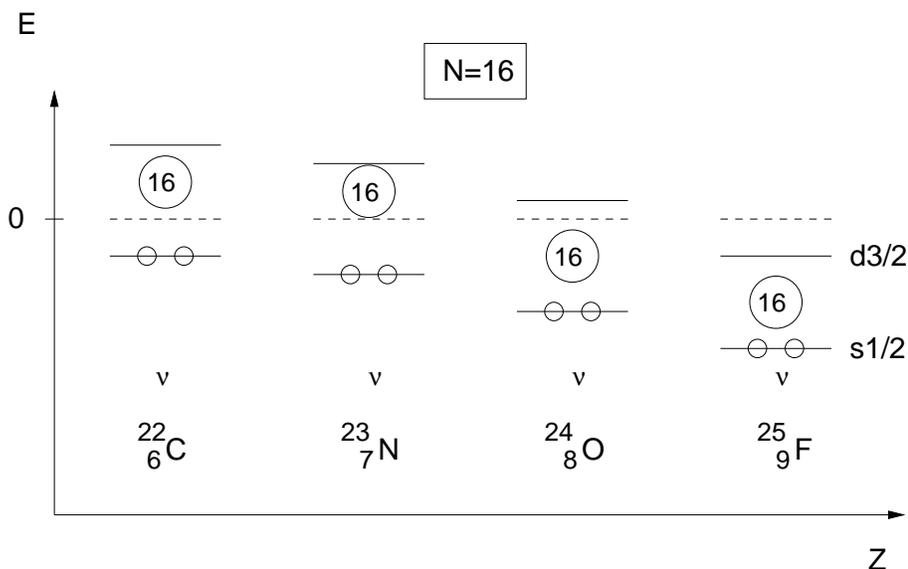


FIG. 1.6 – Schéma simplifié de l'évolution des couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  à la *drip line* neutron pour les isotones  $N = 16$ .

pour former le  $^{26}\text{F}$ , mais également au moins 6 neutrons supplémentaires : le dernier isotope de fluor lié, observé à ce jour, est le  $^{31}\text{F}$  [17]!

### 1.2.2.2 Energie de séparation d'un neutron

Ozawa et al. [13] ont évoqué un changement de structure pour les neutrons des noyaux  $N = 16$  proches de la *drip line* neutron, en se basant sur des systématiques d'énergie de séparation et de section efficace de réaction. Nous détaillons ici les observations liées aux énergies de séparation.

La figure 1.7 présente les énergies de séparation d'un neutron pour des séries de noyaux liés de même projection d'isospin allant de  $T_z = (N-Z)/2 = 1/2$  à  $T_z = 9/2$ . Pour un multiplet  $T_z$ , on s'attend à une augmentation de  $S_n$  avec le nombre de neutrons. En effet, à  $T_z$  fixé, le nombre de protons augmente avec  $N$ , les neutrons sont davantage liés. Pour les noyaux de faible  $T_z$  (proche de la stabilité), on observe une brisure anormale de pente à  $N=8$ ,  $N=20$ , caractéristique des nombres magiques (voir figure 1.3). Pour  $T_z = 1/2$ , la brisure de pente a lieu entre le  $^{13}\text{C}$  et le  $^{17}\text{O}$  pour  $N=8$ , c'est-à-dire au passage du noyau doublement magique  $^{16}\text{O}$ ; et entre le  $^{37}\text{Ar}$  et le  $^{41}\text{Ca}$  pour  $N=20$ , soit au passage du noyau doublement magique  $^{40}\text{Ca}$ . Ce même effet a lieu à  $N=16$ , pour  $T_z = 5/2$  entre le  $^{29}\text{Mg}$  et le  $^{25}\text{Ne}$ , et pour  $T_z = 7/2$  entre le  $^{27}\text{Ne}$  et le  $^{23}\text{O}$ . Cette observation signe une sur-stabilité des  $^{26}\text{Ne}$  et  $^{24}\text{O}$  par rapport à leurs voisins de la carte des noyaux. Notons qu'on ne peut rien dire, à ce jour, sur le  $^{22}\text{C}$  car sa production en faisceau radioactif n'est pas suffisante. Une mesure des énergies de séparation d'un neutron des  $^{21}\text{C}$  et  $^{25}\text{O}$  permettrait de compléter ces observations. Les masses de  $^{20}\text{C}$  et  $^{24}\text{O}$  sont connues [18], mais pas celles de  $^{21}\text{C}$  et  $^{25}\text{O}$  : ils sont tous les deux non liés, ce qui interdit la mesure de leur masse par temps de vol. Les estimations de [18] donnent  $S_n(^{21}\text{C}) = -330(560)$  keV, et  $S_n(^{25}\text{O}) = -300(100)$  keV. Très récemment, la masse du  $^{25}\text{O}$  a été mesurée au NSCL (USA) à 1.2 MeV au dessus du seuil  $^{24}\text{O}+n$  [21]. Ces résultats préliminaires, s'ils étaient confirmés, marquerait une grande

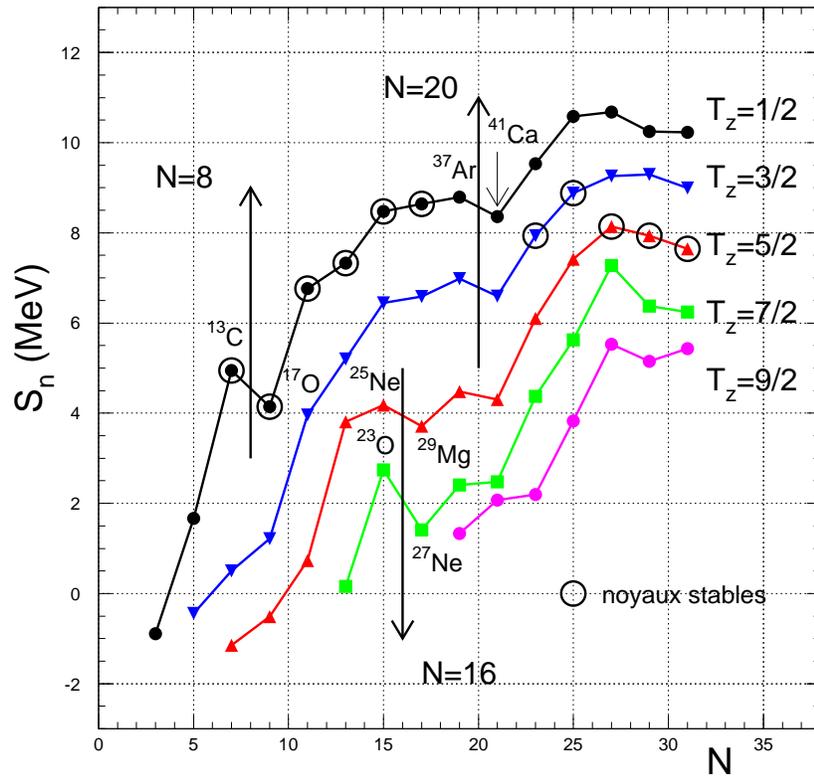


FIG. 1.7 – Systématique des énergies de séparation d'un neutron pour différentes chaînes de noyaux de même projection d'isospin  $T_z$ .

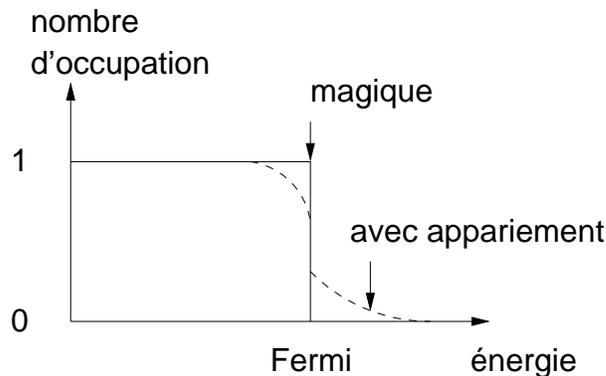


FIG. 1.8 – Schéma du nombre d'occupation des couches autour du niveau de Fermi pour un noyau magique et pour un noyau avec appariement.

différence entre l'estimation de [18] pour  $S_n(^{25}\text{O})$  et la valeur mesurée.

### 1.2.2.3 Nombre d'occupation de la sous-couche neutron $d_{3/2}$

Lorsque les deux sous-couches de part et d'autre du niveau de Fermi sont proches en énergie, les nucléons appariés diffusent sur les couches d'énergie supérieure en dépeuplant les couches sous le niveau de Fermi. Les couches ne sont plus, comme pour un noyau magique, pleines (sous le niveau de Fermi) ou vides (au dessus du niveau de Fermi). Les différentes sous-couches ont alors un taux, ou nombre, d'occupation compris entre 0 et 1. Les cas d'un noyau magique et d'un noyau avec appariement sont illustrés sur le schéma 1.8. Pour les isotones  $N = 16$  proches de la stabilité, où  $N = 16$  n'est pas magique, le nombre d'occupation de la sous-couche neutron  $d_{3/2}$  est non nul. Inversement, dans le cas où  $N = 16$  est magique, ce nombre d'occupation doit être nul (dans une description idéale de champ moyen où les corrélations de courtes portée ne sont pas prises en compte) : les sous-couches sont pleines (nombre d'occupation égal à 1) jusqu'à la sous-couche  $s_{1/2}$  de la couche  $sd$ , et vides au-delà.

Une expérience de *knockout* d'un neutron en cinématique inverse avec des projectiles de  $^{30}\text{Si}$  (66 MeV/u),  $^{28}\text{Mg}$  (82 MeV/u) et  $^{26}\text{Ne}$  (83 MeV/u) sur une cible de béryllium ( $375 \text{ mg.cm}^{-2}$ ) a proposé une évaluation du taux d'occupation de la sous-couche neutron  $d_{3/2}$  [19] pour chacun de ces noyaux.

Les conclusions de l'analyse indiquent que, du  $^{30}\text{Si}$  au  $^{26}\text{Ne}$ , ce nombre d'occupation diminue jusqu'à être compatible avec zéro pour le  $^{26}\text{Ne}$  (figure 1.9). Cette constatation serait synonyme d'une diminution des corrélations pour les neutrons des noyaux  $N = 16$  lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité, signe d'une augmentation de l'écart en énergie entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité vers la *drip line* neutron.

Les résultats précédents pour le  $^{26}\text{Ne}$  sont tout de même à considérer avec précaution : l'analyse de l'expérience se base sur des assignations de spin et parité des niveaux excités du  $^{25}\text{Ne}$ , peuplés au cours de l'expérience, qui sont discutables. De fait, les facteurs spectroscopiques expérimentaux, qui permettent de remonter au taux d'occupation, n'apparaissent pas fiables dans le cas du  $^{26}\text{Ne}$ . Nous reviendrons sur ce point *via* nos résultats

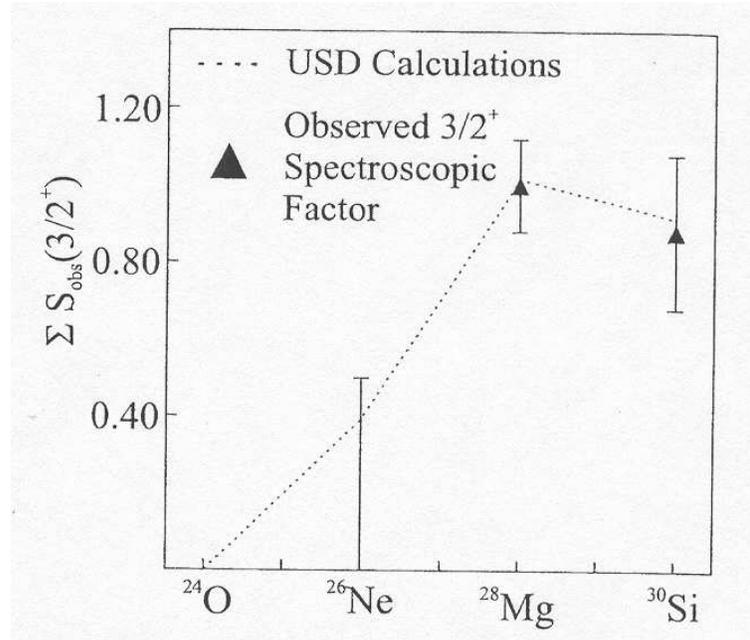


FIG. 1.9 – Somme des facteurs spectroscopiques pour les états  $3/2^+$  produits par réaction de *knock-out* d'un neutron sur les isotones  $N = 16$   $^{30}\text{Si}$ ,  $^{28}\text{Mg}$ , et  $^{26}\text{Ne}$ . La courbe pointillée est le résultat d'un calcul théorique avec de modèle en couches. Extrait de [19].

expérimentaux.

#### 1.2.2.4 Le premier état $2^+$ de $^{24}\text{O}$

Une expérience de spectroscopie  $\gamma$  par "double fragmentation" du projectile (faisceau primaire de  $^{36}\text{S}$  à 77.5 MeV/u) suggère que le premier état excité  $2^+$  du  $^{24}\text{O}$  n'est pas lié [20] : son énergie d'excitation serait alors supérieure au seuil d'émission d'un neutron  $S_n = 3.71(32)$  MeV. Cette énergie d'excitation élevée serait le signe d'un grand écart en énergie entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  de  $^{24}\text{O}$ . Une expérience de knock-out de deux neutrons  $^{26}\text{Ne}(^9\text{Be}, X)^{23}\text{O} + n$  aurait permis de mesurer le premier état  $2^+$  de  $^{24}\text{O}$  à 300 keV au dessus du seuil de séparation d'un neutron [21]. La figure 1.10 montre les données expérimentales des énergies d'excitation du premier état  $2^+$  et des transitions de probabilité réduites  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  pour les isotones  $N = 16$ . Aucun effet de couche important, autre que celui suggéré pour le premier état  $2^+$  de  $^{24}\text{O}$ , n'est visible sur ces systématiques.

Toutes les informations présentées ci-dessus permettent de supposer un écart en énergie relativement important entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  de la couche  $sd$  pour les isotones  $N = 16$  riches en neutron (en particulier pour  $^{24}\text{O}$ ). Il est alors légitime de se demander

- pour quels noyaux  $N = 16$  est-il magique ?
- comment s'opère le changement de structure des neutrons depuis la vallée de stabilité jusqu'à la *drip line* neutron ?
- si la sous-couche  $d_{3/2}$  a tendance à s'éloigner de la sous-couche  $s_{1/2}$  au fur et à mesure qu'on s'approche de la *drip line*, comment évolue-t-elle par rapport à la couche  $fp$  ?

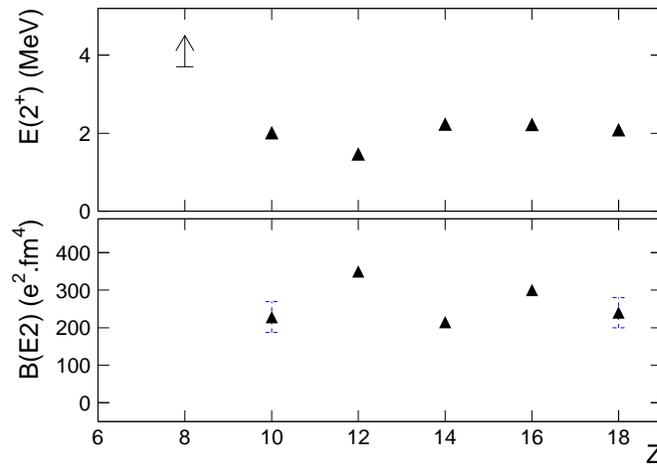


FIG. 1.10 – Energies d’excitation expérimentales  $E(2^+)$  du premier état  $2^+$  et des probabilités de transition réduites  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  des isotones  $N = 16$ .

Pour les noyaux de la région du  $^{26}\text{Ne}$ , l’écart entre la sous-couche  $d_{3/2}$  et la couche  $fp$  est-il du même ordre de grandeur qu’au voisinage de la stabilité (une rémanence du nombre magique  $N = 20$ ), ou a-t-il diminué? La figure 1.11 illustre ces deux possibilités.

La question de  $N = 16$  n’est pas restreinte à l’augmentation de l’écart en énergie entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$ , mais s’étend au niveau de l’évolution de la sous-couche  $d_{3/2}$  relativement aux sous-couches supérieures de la couche  $fp$ .

Par ces questions on cherche une meilleure connaissance des changements de structure de ces noyaux et départager les différentes interprétations qui prédisent un nombre magique  $N = 16$  loin de la stabilité.

### 1.3 L’intérêt de la réaction $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$

Nous présentons dans cette partie la systématique des états de parité négative des isotones  $N = 17$ . L’intérêt de la spectroscopie à basse énergie du  $^{27}\text{Ne}$  est justifié, ainsi que le choix de la réaction de transfert d’un neutron  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ .

#### 1.3.1 Les états de parité négative des noyaux $N = 17$

Les énergies d’excitation de particule individuelle sont reliées aux écarts en énergie entre les différentes sous-couches proches de la surface de Fermi. Dans une approche simplifiée, on peut considérer un isotone  $N = 17$  comme un isotone  $N = 16$  avec un neutron supplémentaire sur la sous-couche  $d_{3/2}$ . Les excitations à une particule de ce neutron vers la couche  $fp$  sont ainsi une sonde de l’écart en énergie entre la sous-couche  $d_{3/2}$  et la couche  $fp$ .

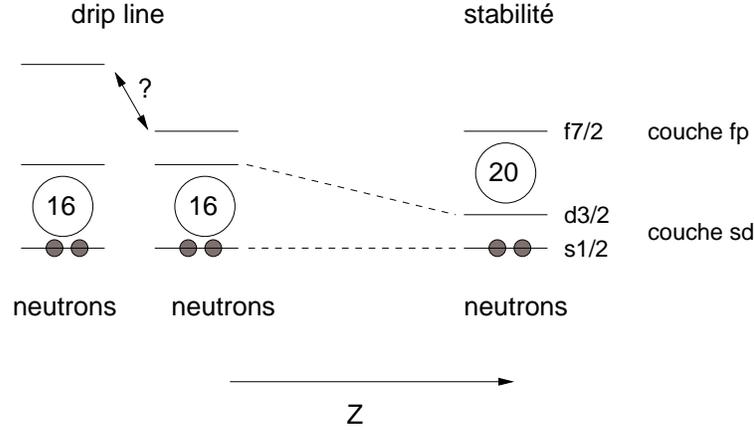


FIG. 1.11 – Evolutions possibles de la structure en couches pour les isotones  $N = 16$ . L'évolution relative de la sous-couche  $d_{3/2}$  par rapport à la couche  $fp$  est une question ouverte.

Dans une description plus réaliste, un état nucléaire est *a priori* la superposition de plusieurs configurations de particules indépendantes. Par exemple, l'état fondamental du  $^{27}\text{Ne}$  ( $I^\pi = 3/2^+$ ) calculés avec le code ANTOINE [22, 23] et l'interaction USD (Universal SD) de Brown et Wildenthal [24], où les configurations considérées sont restreintes à la couche  $sd$  (protons et neutrons) et un coeur de  $^{16}\text{O}$ , est décrit comme :

$$\begin{aligned}
 |^{27}\text{Ne}(I^\pi = 3/2^+) \rangle &= 0.82 \times |\nu(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^1; \pi(1d_{5/2})^2 \rangle \\
 &+ 0.22 \times |\nu(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^1; \pi(2s_{1/2})^2 \rangle \\
 &+ \dots
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

L'intégralité de la fonction d'onde USD de  $^{27}\text{Ne}$  est reportée en annexe A. Les configurations sont de même moment angulaire total et parité  $I^\pi = 3/2^+$ , et correspondent chacune à un certain remplissage des couches neutrons ( $\nu$ ) et protons ( $\pi$ ). Par exemple, la configuration  $|\nu(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^1; \pi(1d_{5/2})^2 \rangle$  a 6 neutrons sur la sous-couche  $d_{5/2}$ , 2 neutrons sur la sous-couche  $s_{1/2}$ , 1 neutron sur la sous-couche  $d_{3/2}$ , et 2 protons sur la sous-couche  $d_{5/2}$ . Les poids des différentes configurations sont tels que la fonction d'onde totale est normalisée à 1. Ainsi, selon ce modèle, le fondamental du  $^{27}\text{Ne}$  est à 68 % ( $100 \times 0.82^2$ ) dans la configuration  $|\nu(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^1; \pi(1d_{5/2})^2 \rangle$ .

En considérant l'ensemble de la fonction d'onde, on obtient que 78 % du fondamental du  $^{27}\text{Ne}$  a une configuration en neutron  $|\nu(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^1 \rangle$ . On voit ici que la description simplifiée décrite plus haut pour le fondamental d'un isotone  $N = 17$  est relativement proche, dans le cas du  $^{27}\text{Ne}$ , du résultat d'un calcul réaliste de modèle en couches.

Dans le cas des noyaux pair-impair à 17 neutrons de  $^{35}\text{Ar}$  à  $^{29}\text{Mg}$ , l'état fondamental est toujours de moment angulaire total et parité  $J^\pi = 3/2^+$ .

Pour ces noyaux, les excitations de basse énergie peuvent être construites soit à partir de configurations restreintes à la couche neutron  $sd$  (parité positive uniquement) comme avec l'interaction USD, soit à partir de configurations faisant intervenir la couche  $fp$  en plus de la couche  $sd$ ; de telles configurations sont illustrées sur la figure 1.12. Pour les états de plus basse énergie, on peut s'attendre à des excitations de type une particule-un trou

(1p-1h) : un état  $1/2^+$  ( $5/2^+$ ) résultant de la promotion d'un neutron issu de la sous-couche  $s_{1/2}$  ( $d_{5/2}$ ) sur la sous-couche  $d_{3/2}$ . Les états de parité négative pour un noyau comme le  $^{27}\text{Ne}$  impliquent des configurations provenant de la couche  $fp$ , seules capables d'apporter une parité négative au noyau.

A notre connaissance, au moins deux interactions de modèle en couches ayant un espace de valence étendu simultanément aux couches  $sd$  et  $fp$  valables pour les noyaux proches du  $^{26}\text{Ne}$  sont à ce jour en développement : l'une par le groupe de l'IREs à Strasbourg en collaboration avec A. Poves (Madrid), et l'autre au RIKEN (Japon) par T. Otsuka et collaborateurs. Cette dernière, appelée SDPF-M [25], reprend les interactions Kuo-Brown [26] pour l'espace  $fp$ , l'interaction USD pour l'espace  $sd$ , et l'interaction de Millener-Kurath [27] pour les éléments de matrice entre  $sd$  et  $fp$ . L'interaction USD a été modifiée pour reproduire la *drip line* neutron au niveau de  $^{24}\text{O}$  (pour USD, la *drip line* neutron pour la chaîne des isotopes d'oxygène est située à  $^{28}\text{O}$ ). Aucune prédiction n'a cependant encore été publiée pour la spectroscopie complète incluant les états de parité positive et négative à basse énergie des noyaux  $N = 17$ .

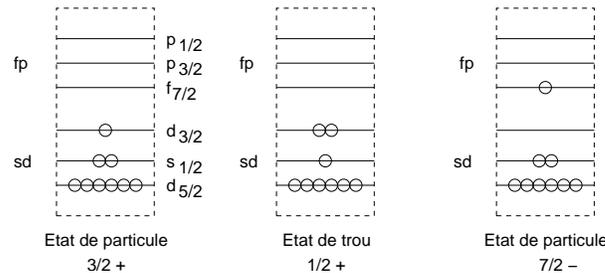


FIG. 1.12 – Exemples de configurations de modèle en couche pour les neutrons d'un noyau  $N = 17$ .

La systématique des premiers états liés de parité négative est présentée sur la figure 1.13, les valeurs expérimentales sont reportées dans le tableau 1.1. Les valeurs expérimentales indiquent une énergie d'excitation à peu près constante pour les premiers états  $7/2^-$  ( $3/2^-$ ) aux alentours de 3. (3.5) MeV pour les isotones proches de la stabilité ( $^{35}\text{Ar}$ ,  $^{33}\text{S}$  et  $^{31}\text{Si}$ ). Une chute de l'énergie d'excitation des premiers états de parité négative est suggérée pour le  $^{29}\text{Mg}$  : le premier état  $3/2^-$  est assigné à 1095 keV, et le premier état  $7/2^-$  est proposé à 1431 keV. Ces états de basse énergie pourraient *a priori* provenir d'un effet de déformation et/ou être liés à une réduction de l'écart en énergie entre les couches  $sd$  et  $fp$  à déformation nulle. Aucune information semblable n'est disponible pour le  $^{27}\text{Ne}$ . La spectroscopie du  $^{27}\text{Ne}$  permettrait de savoir si on a affaire à une tendance générale pour les isotones  $N = 17$  riches en neutrons.

Les assignations de parité et de moment angulaire total des états mentionnés pour le  $^{29}\text{Mg}$  sont toutes indirectes. L'absence de ces états dans les prédictions de modèle en couches faisant uniquement intervenir la couche  $sd$  est l'argument principal pour proposer à ces niveaux une parité négative. La caractérisation des niveaux précédents résulte de plusieurs expériences de transfert et de décroissance  $\beta$  :

1. la spectroscopie du  $^{29}\text{Mg}$  a été étudiée par réaction de transfert  $^{26}\text{Mg}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{29}\text{Mg}$

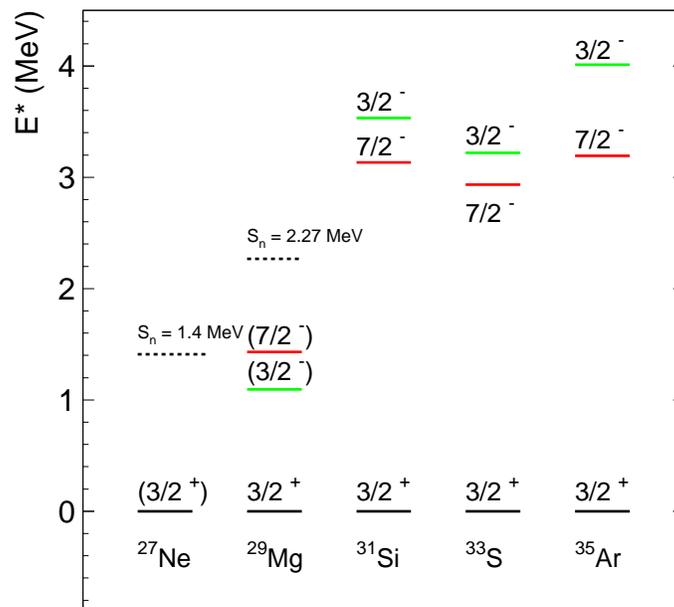


FIG. 1.13 – Systématique des premiers états excités de parité négative des isotones  $N=17$ . Les valeurs numériques sont contenues dans le tableau 1.1.

Noyau	$E^*(7/2^-)$ (keV)	$E^*(3/2^-)$ (keV)
$^{35}\text{Ar}$	$3193 \pm 10$	$4012 \pm 10$
$^{33}\text{S}$	$2935 \pm 0.2$	$3220.7 \pm 0.1$
$^{31}\text{Si}$	$3133.5 \pm 0.5$	$3533.7 \pm 0.2$
$^{29}\text{Mg}$	$1431 \pm 0.4$	$1095 \pm 0.4$

TAB. 1.1 – Energies d’excitation expérimentales des premiers états de parité négative des isotones pair-impair  $N = 17$  [28].

à  $E=100-117$  MeV [29]. Les données de l’expérience, en comparaison à des résultats précédents [30, 31, 32, 33], permettent de proposer des états de parité négative à 1460 keV et 1095 keV.

- une étude du transfert  $^{30}\text{Si}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{O})^{29}\text{Mg}$  à  $E=93$  MeV [34] confirme les résultats précédents. Une assignation des moments angulaires totaux et parités  $7/2^-$  et  $3/2^-$ , aux états à 1460 keV et 1095 keV, est faite par comparaison de facteurs spectroscopiques pour les mêmes états du  $^{27}\text{Mg}$  obtenus par la même réaction  $^{28}\text{Si}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{O})^{27}\text{Mg}$ .
- une mesure de la décroissance du  $^{30}\text{Na}$  par  $\beta$ -n et de la décroissance  $\gamma$  des états excités du  $^{29}\text{Mg}$  [35, 36] permet aux auteurs de suggérer à leur tour les moments angulaires totaux et parités  $7/2^-$  et  $3/2^-$  aux énergies d’excitation 1431 keV et 1095 keV, respectivement.

Si cette diminution de l’énergie d’excitation se confirme pour  $^{27}\text{Ne}$ , elle sera la signature d’une variation de la structure en couche pour les neutrons de ces noyaux à mesure qu’on se rapproche de la *drip line*. C’est pour cette raison que la spectroscopie de  $^{27}\text{Ne}$  est intéressante : présente-t-elle, comme il est suggéré pour  $^{29}\text{Mg}$ , des états de parité négative de basse énergie ?

### 1.3.2 Le $^{27}\text{Ne}$

Le  $^{27}\text{Ne}$  décroît majoritairement par décroissance  $\beta^-$  vers le  $^{27}\text{Na}$ . Son temps de vie est de 32 ms. Le schéma de niveau du  $^{27}\text{Ne}$  est très peu connu. Seules sa masse et son énergie de séparation d’un neutron de 1430(110) keV [18] sont publiées. Au cours de l’expérience E287 [37] de spectroscopie de résidus de fragmentation en ligne faite au GANIL, la spectroscopie du  $^{27}\text{Ne}$  a permis de mettre en évidence une ou plusieurs transitions autour de 800 keV. Deux types de détecteurs  $\gamma$  ont été utilisés au cours de cette expérience : un ensemble de scintillateurs NaI, et des détecteurs Germanium. Les spectres  $\gamma$  obtenus sont présentés à droite de la figure 1.14. Le spectre mesuré par les détecteurs Germanium (spectre de droite) ne présente pas assez de statistique pour observer une transition, par contre, le spectre mesuré par les détecteurs BaF2 (spectre de gauche) montre clairement une ou plusieurs transitions aux environs de 800 keV. M. Belleguic, dans sa thèse, assigne au  $^{27}\text{Ne}$  deux transitions de désexcitation à 750 keV et 900 keV. Aucune information sur le moment angulaire total et la parité des états concernés par les transitions n’a été déduite. Il n’est donc pas possible de savoir si, parmi le ou les états excités formés, il y a un état de parité négative.

Une étude récente [38] a permis de faire la spectroscopie  $\gamma$  du  $^{27}\text{Ne}$  en cinématique inverse  $^{28}\text{Ne}(^{12}\text{C}, X\gamma)^{27}\text{Ne}$  à 46 MeV/nucléon. Les  $\gamma$  de désexcitation de  $^{27}\text{Ne}$  ont été mesurés

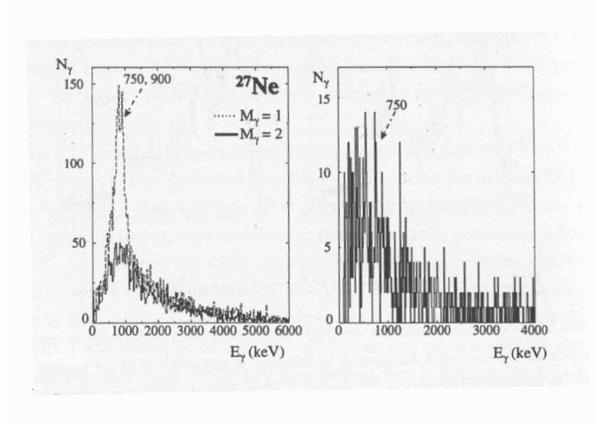
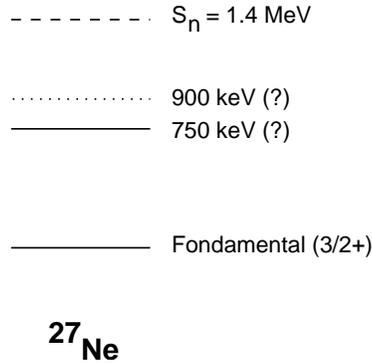


FIG. 1.14 – Spectroscopie de  $^{27}\text{Ne}$  d’après [37] (gauche). Les deux états excités suggérés à 750 keV et 900 keV ont été observés par spectroscopie  $\gamma$ . Le premier spectre de droite est obtenu par un ensemble de détecteurs NaI, le second par des détecteurs Germanium.

par un ensemble de détecteurs NaI(Tl). Le spectre est présenté sur la figure 1.15 : une seule transition est observée à 870(16) keV. La largeur à mi-hauteur du pic n’est pas mentionnée dans l’article, mais peut-être estimée à environ 100 keV, d’après la figure 1.15. Aucune autre information sur la transition n’est déduite de l’expérience.

### 1.3.3 La réaction de transfert (d,p)

Les réactions de transfert d’un neutron (d,p) sont un outil particulièrement adapté pour former un état nucléaire en déposant un neutron sur une sous-couche non pleine, et ainsi étudier les excitations de particule individuelle. Ceci confère à l’expérience une sélectivité utile suivant les états excités d’intérêt.

Les réactions de transfert (d,p) ont pendant longtemps été utilisées en cinématique directe, et sont actuellement utilisées en cinématique inverse pour étudier la structure en couche des noyaux de durée de vie courte. Parmi les expériences récentes en cinématique inverse, on citera l’étude des noyaux  $N = 28$  au GANIL :  $^{56}\text{Ni}(d,p)^{57}\text{Ni}$  [39], et  $^{46}\text{Ar}(d,p)^{47}\text{Ar}$  [40]. Dans notre cas, la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  favorise *a priori* la formation d’états de particule individuelle soit avec un neutron sur la couche  $d_{3/2}$  et former un état  $3/2^+$ , soit dans la couche  $fp$ , c’est-à-dire des états de parité négative.

Pour ces raisons, nous avons étudié la spectroscopie du  $^{27}\text{Ne}$  par la réaction de transfert d’un neutron  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  afin de savoir si le  $^{27}\text{Ne}$  présente des états de parité négative de basse énergie.

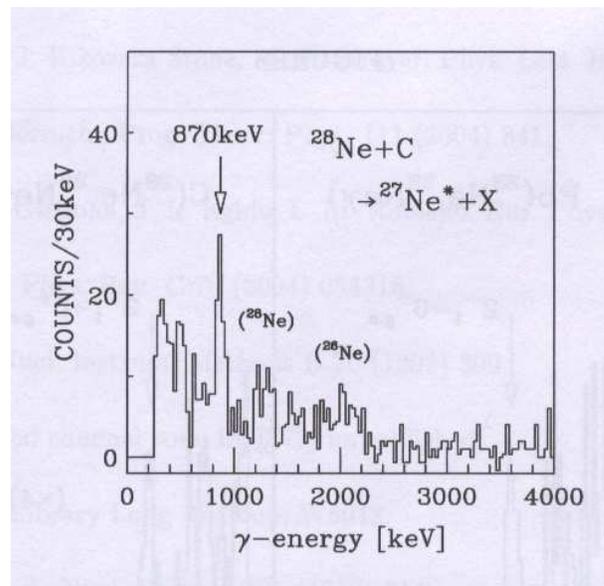


FIG. 1.15 – Spectre  $\gamma$  corrigé de l'effet Doppler de  $^{27}\text{Ne}$  produit par la réaction en cinématique inverse  $^{28}\text{Ne}(^{12}\text{C}, \text{X}\gamma)^{27}\text{Ne}$  à 46 MeV/nucléon. Extrait de [38].

# Chapitre 2

## Protocole expérimental

Dans cette partie, nos choix expérimentaux pour étudier la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  sont présentés. Les principaux éléments de l'expérience sont ensuite décrits : le faisceau, la cible cryogénique, la détection, et la logique électronique.

### 2.1 Choix expérimentaux

Nos choix expérimentaux doivent permettre d'avoir une résolution en énergie suffisante pour séparer les différents états du  $^{27}\text{Ne}$  et déterminer leur moment angulaire.

#### 2.1.1 Spectroscopie

La spectroscopie des noyaux impairs est généralement plus délicate que celle des noyaux pair-pair à cause de la plus grande densité de niveaux à basse énergie due aux excitations à une particule : il est important de choisir une méthode expérimentale capable de séparer des niveaux/transitions proches en énergie. Dans le cas de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ , la spectroscopie du  $^{27}\text{Ne}$  peut se faire en mesurant le  $^{27}\text{Ne}$  dans un spectromètre magnétique, le proton par un détecteur de particules légères ou l'énergie des  $\gamma$  de désexcitation des états excités liés.

La résolution caractéristique d'un détecteur de particules légères tel que le premier étage Silicium du détecteur MUST, avec l'utilisation d'une cible mince de quelques centaines de  $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  est supérieure à 300 keV [41] pour les types de noyaux et énergies considérés ici. De même, un spectromètre magnétique de résolution en moment  $\delta p/p=10^{-4}$  ( $p$  est la quantité de mouvement) induit, pour un faisceau de  $^{26}\text{Ne}$  à 10 MeV/u, une résolution intrinsèque en énergie d'environ 50 keV à laquelle il faut ajouter les effets de l'épaisseur de la cible. Ces résolutions sont insuffisantes pour résoudre des niveaux relativement proches en énergie (moins de 100 keV). La spectroscopie  $\gamma$  avec des détecteurs Germanium de haute résolution assure la possibilité de séparer des niveaux liés distants de moins de quelques dizaines de keV.

Ainsi, pour résoudre la spectroscopie de  $^{27}\text{Ne}$  à basse énergie avec une bonne résolution en énergie, nous avons utilisé le multidétecteur  $\gamma$  de haute résolution EXOGAM.

L'énergie de séparation d'un neutron de  $^{27}\text{Ne}$  est faible : 1430 (110) keV. Au delà de cette énergie, les états de  $^{27}\text{Ne}$  sont non liés et décroissent vers  $^{26}\text{Ne}$  par émission d'un

Cible	épaisseur	Evts/UT	$\sigma_\theta$ ( $^{\circ}_{cm}$ LTMH)	
			$^{27}\text{Ne}$ à 9.7 MeV/u	$p$ à 2 MeV
Cryo. D <sub>2</sub>	1 mm (17 mg.cm <sup>-2</sup> )	120	5.8	- range = 400 $\mu\text{m}$
CD <sub>2</sub>	4 $\mu\text{m}$ (300 $\mu\text{g.cm}^{-2}$ )	0.8	0.9	$\simeq 30$ range = 75 $\mu\text{m}$
CD <sub>2</sub>	630 $\mu\text{m}$	120	14.3	-
CD <sub>2</sub>	120 $\mu\text{m}$	23	5.7	-

TAB. 2.1 – Stragglings angulaire  $\sigma_\theta$  pour  $^{27}\text{Ne}$  et proton de recul de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ . Les estimations de production ont été effectuées avec une intensité de  $5.10^3$  pps et une section efficace moyenne de 30 mb. Les calculs de "stragglings" angulaire (étalement en angle) et de "range" (distance d'arrêt) ont été effectués avec le programme LISE<sup>++</sup> [42].

neutron, ce qui limite l'utilisation de détecteurs de  $\gamma$  à la spectroscopie des états liés. Un second inconvénient est que la détection d'une transition seule ne permet pas *a priori* de mesurer directement les énergies d'excitation des niveaux concernés : on ne mesure que leurs positions relatives.

Pour pallier ces deux inconvénients, l'idéal serait de détecter les protons issus de la réaction (d,p) en coïncidence avec le  $^{27}\text{Ne}$  et ses  $\gamma$  de désexcitation. Pour les états liés, la résolution en énergie serait donnée par la détection des  $\gamma$ , et la détection du proton permettrait de placer les niveaux d'une manière absolue. La détection du proton donnerait de plus accès aux états non liés de  $^{27}\text{Ne}$  par masse manquante.

La cinématique du proton issu de la réaction de transfert  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  à 10 MeV/u est présentée sur la figure 2.1 (partie gauche). L'énergie des protons de recul est à peu près constante et égale à 2 MeV sur toute la plage angulaire  $0^{\circ}_{\text{cm}}-40^{\circ}_{\text{cm}}$ . La faible intensité du faisceau de  $^{26}\text{Ne}$  (environ 3000 pps pour un faisceau SPIRAL) oblige à compenser par une cible épaisse pour avoir suffisamment de statistique. Une cible épaisse arrête les protons de plus basse énergie issus de la réaction dans la cible, sinon induit un stragglings angulaire et en énergie considérables pour ceux de plus haute énergie (voir tableau 2.1). Ainsi, les épaisseurs de cible que nous sommes obligés de considérer ne nous permettent pas de détecter les protons issus de la réaction (d,p).

Finalement, la faible intensité du faisceau et le choix de la spectroscopie  $\gamma$  nous contraignent à utiliser une cible épaisse, ce qui est incompatible avec la détection des protons dans notre cas. On note ici la complémentarité entre ce dispositif expérimental avec cible épaisse, adapté aux faisceaux peu intenses, et les dispositifs à détection de particules légères +  $\gamma$  avec cible mince qui ne peuvent être utilisés qu'avec des faisceaux relativement intenses.

### 2.1.2 Assignation de moment angulaire

Pour obtenir une spectroscopie complète de  $^{27}\text{Ne}$ , nous avons besoin de déterminer le moment angulaire total et la parité des états. Deux quantités permettent d'avoir des informations sur le moment angulaire total d'un état excité produit au cours d'une réaction de transfert d'un nucléon :

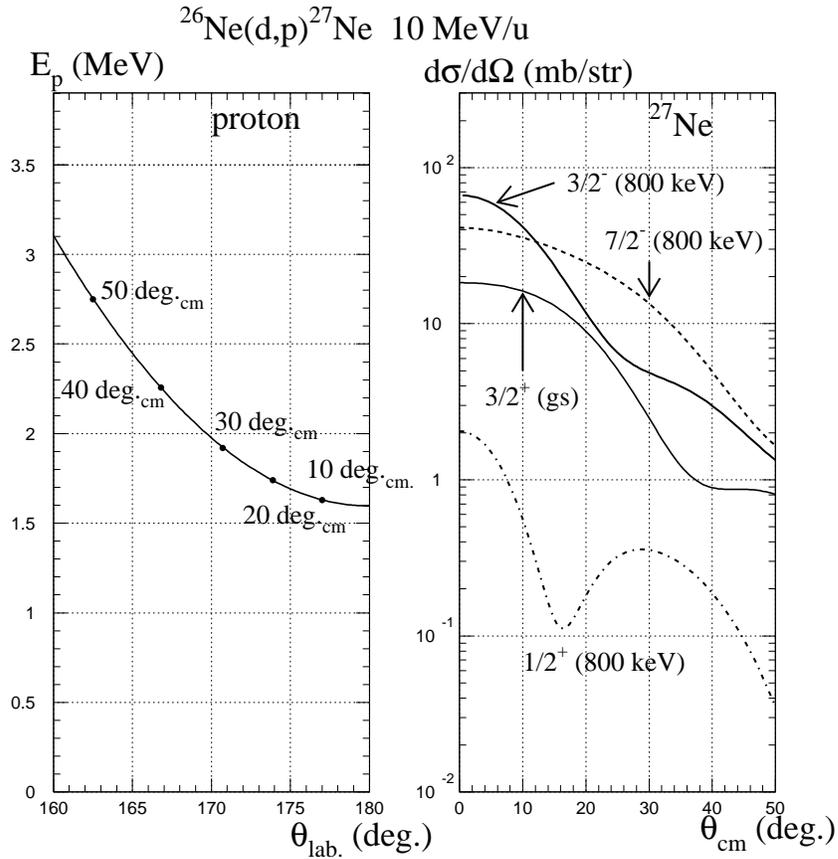


FIG. 2.1 – Gauche : cinématique du proton issu de la réaction de transfert  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  à 10 MeV/u dans le référentiel du laboratoire. La cinématique correspond au  $^{27}\text{Ne}$  produit dans son état fondamental. La correspondance avec les angles du référentiel du centre de masse est indiquée sur la figure.

Droite : sections efficaces différentielles de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  en fonction de l'angle dans le référentiel du centre de masse pour quatre états de  $^{27}\text{Ne}$  : son état fondamental supposé  $3/2^+$  ( $\Delta L=2$ ), et trois états excités  $1/2^+$  ( $\Delta L=0$ ),  $3/2^-$  ( $\Delta L=1$ ) et  $7/2^-$  ( $\Delta L=3$ ) à une énergie d'excitation 800 keV ( $< S_n = 1430(110)$  keV).

- Il peut être obtenu par la forme de la distribution angulaire d’une des particules issues de la réaction, dans le cas d’une réaction à deux corps. Dans notre cas, ni le faisceau, ni la cible ne sont polarisés : les distributions angulaires donnent accès uniquement au moment angulaire transféré au cours de la réaction.
- la multipolarité d’une transition  $\gamma$  obtenue par la distribution angulaire des  $\gamma$  dans le cas d’éjectile orienté (i.e. le moment angulaire de l’éjectile est dans une direction ou un plan privilégié) ou par des corrélations angulaires  $\gamma$ - $\gamma$ .

Ces différentes possibilités ne sont pas toutes utilisables pour une expérience donnée.

Nous avons adapté le dispositif expérimental pour mesurer les distributions angulaires de  $^{27}\text{Ne}$  dans le spectromètre magnétique VAMOS. Nous avons vu précédemment que les conditions expérimentales ne nous permettent pas de détecter les protons issus de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ . De plus, ne connaissant pas le degré d’orientation du moment angulaire de  $^{27}\text{Ne}$  après la réaction de transfert  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ , nous n’avons pas basé l’assignation des moments angulaires sur les distributions angulaires de  $\gamma$ .

La résolution angulaire de VAMOS doit être suffisante pour pouvoir assigner un moment angulaire aux états du  $^{27}\text{Ne}$ . La partie droite de la figure 2.1 montre les distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse pour différents moments angulaires transférés. Ces distributions angulaires ont été calculées avec le programme FRESKO [43]. Ces calculs seront discutés en détail dans le chapitre 5. Nous avons considéré le transfert de moment angulaire transféré  $\Delta L=2$  vers un fondamental supposé  $3/2^+$  et trois transferts de moment angulaire transféré  $\Delta L=0$ ,  $\Delta L=1$  et  $\Delta L=3$  vers des états excités de 800 keV de parité  $1/2^+$ ,  $3/2^-$ , et  $7/2^-$ , respectivement. Ces calculs sont censés représenter un état de trou sur la sous-couche  $s_{1/2}$  et des états de particule sur les sous-couches  $p_{3/2}$ , et  $f_{7/2}$ , respectivement. Les pentes des distributions résultantes montrent une sensibilité au moment angulaire transféré entre  $10^\circ_{\text{cm}}$  et  $30^\circ_{\text{cm}}$ , le transfert  $\Delta L=0$  présentant une distribution angulaire beaucoup plus piquée aux petits angles que les autres transferts. Une résolution en angle de  $6^\circ_{\text{cm}}$  (trois points dans la plage angulaire  $10^\circ_{\text{cm}}$ - $30^\circ_{\text{cm}}$ ) permettrait de contraindre les valeurs des moments angulaires transférés. Il est pour cela nécessaire de minimiser le straggling angulaire induit par la cible.

Le tableau 2.1 montre que l’intensité de faisceau disponible oblige à utiliser une cible épaisse, de  $\text{CD}_2$  ou de  $\text{D}_2$ , pour avoir un taux de comptage satisfaisant au cours de l’expérience. Le tableau 2.1 montre que l’utilisation d’une cible épaisse de  $\text{CD}_2$  ne permet pas de mesurer la distribution angulaire des éjectiles avec suffisamment de résolution angulaire. Une seule possibilité permet d’avoir une cible suffisamment épaisse et un straggling angulaire dans la cible inférieur à  $6^\circ_{\text{cm}}$  : une cible cryogénique de  $\text{D}_2$ .

D’après les contraintes exposées précédemment, l’expérience est constituée d’une cible cryogénique de deutérium solide entourée du multi-détecteur  $\gamma$  de haute résolution EXOGAM pour détecter les photons de désexcitation émis en vol par  $^{27}\text{Ne}$  lors de la réaction de transfert  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ . Le  $^{27}\text{Ne}$  est détecté en coïncidence et identifié au niveau du plan focal du spectromètre magnétique VAMOS. Le montage expérimental est schématisé sur la figure 2.1.2.

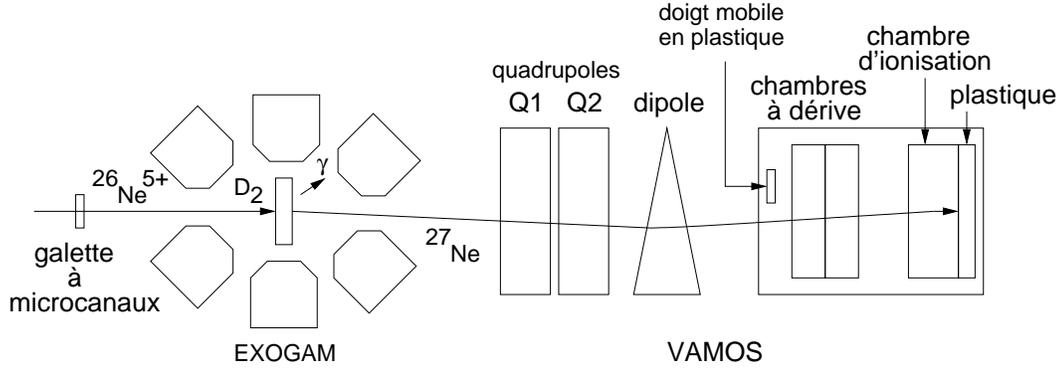


FIG. 2.2 – Schéma du montage expérimental.

## 2.2 Faisceau et optique magnétique

Le faisceau de  $^{26}\text{Ne}$  est produit par le dispositif SPIRAL (Source de Production d'Ions Radioactifs et Accélération en Ligne) du GANIL. La méthode de production, de type ISOL (Isotope Separator On-Line), est schématisée sur la figure 2.3. Un faisceau primaire de  $^{36}\text{S}$  est accéléré à 77.5 A MeV par les cyclotrons CSS1 et CSS2. Ce faisceau est fragmenté et arrêté dans une cible épaisse de carbone (cible SPIRAL). Au cours de l'expérience, l'intensité maximale du faisceau primaire sur la cible de production SPIRAL était de 1 kW ( $2.2 \cdot 10^{12}$  pps). Les différents produits de réaction diffusent dans la cible de production, sont transmis puis ionisés dans la source ECR et acheminés, à vitesse quasi nulle, jusqu'à l'injection dans le cyclotron CIME. Ils sont ensuite accélérés et sélectionnés par CIME : seuls les ions à la vitesse  $v$ , de masse  $M$ , de charge  $Q$ , et qui vérifient la relation

$$B\rho|_{CIME} = B\rho = \gamma \frac{Mv}{Q} \quad (2.1)$$

où  $\gamma = (1 + (\frac{v}{c})^2)^{-1/2}$ , sortent de CIME. Dans le cas de notre expérience, le champ magnétique de CIME a été réglé pour que l'état de charge accéléré soit le  $^{26}\text{Ne}^{5+}$  à 9.7 MeV/u.

Le choix de l'état de charge du  $^{26}\text{Ne}$  pour l'expérience repose sur quatre critères :

- l'énergie en sortie de CIME doit être adaptée à la réaction envisagée,
- l'intensité doit être suffisante,
- un faisceau stable (forte intensité) de  $M/Q$  proche de celui du noyau étudié doit pouvoir être utilisé pour régler CIME et la ligne de faisceau,
- il ne doit pas y avoir de contaminant très intense dans le faisceau final.

Le tableau 2.2 regroupe les différents états de charge de  $^{26}\text{Ne}$  produits par SPIRAL. Les états de charge 4+, 5+, et 6+ sont disponibles à des intensités allant de  $10^3$  pps à  $4 \cdot 10^3$  pps. La valeur de l'intensité de  $^{26}\text{Ne}^{5+}$  reportée dans le tableau 2.2 est celle constatée pendant l'expérience. Les intensités pour les états de charge 4+ et 6+ sont extrapolées à partir de l'intensité constatée pour le  $^{26}\text{Ne}^{5+}$ , et les intensités relatives théoriques entre les différents états de charge. Nous avons vu que de telles intensités nécessitent l'emploi d'une cible épaisse pour avoir suffisamment de statistique en un temps raisonnable de faisceau.

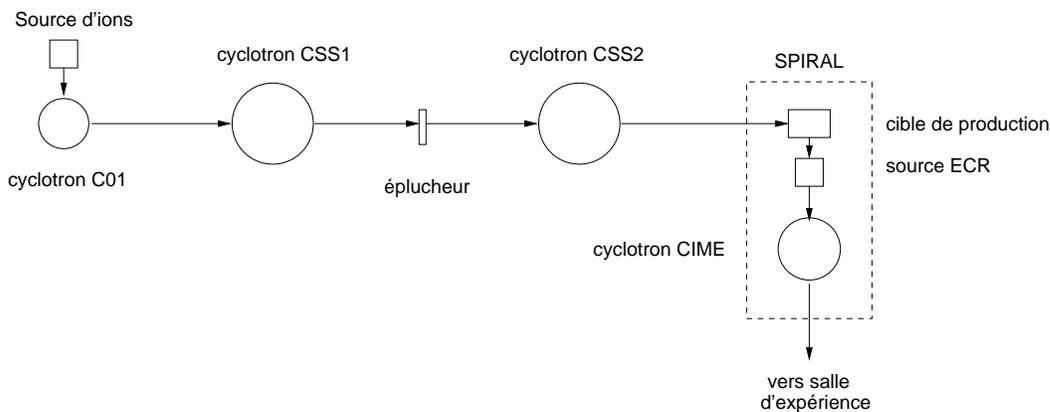


FIG. 2.3 – Schéma de la ligne de production de faisceaux exotiques avec SPIRAL.

Q	M/Q (uma)	Intensité (pps)	noyau stable	M/Q (uma)	$\delta(\frac{M}{Q})$
4+	6.50012	$4 \cdot 10^3$	$^{13}\text{C}^{2+}$	6.50287	$4.2 \cdot 10^{-4}$
5+	5.20009	$2 \cdot 10^3$	$^{16}\text{O}^{3+}$	5.33164	$2.5 \cdot 10^{-2}$
6+	4.33341	$1 \cdot 10^3$	$^{13}\text{C}^{3+}$	4.33525	$4.2 \cdot 10^{-4}$

 TAB. 2.2 – Intensité prévue pour les différents états de charge du  $^{26}\text{Ne}$  par production SPIRAL. Pour chaque état de charge est présenté un noyau stable dont il existe un état de charge de rapport  $M/Q$  équivalent.

Nous avons préféré un faisceau de  $^{26}\text{Ne}^{5+}$  parce que nous étions sûr qu'il ne comporterait pas de contaminant, contrairement aux  $^{26}\text{Ne}^{4+}$  et  $^{26}\text{Ne}^{6+}$ . En effet, une grande quantité de carbone est produite à la sortie de la cible SPIRAL (sous forme de gaz CO, CO<sub>2</sub>, ...), à une intensité du même ordre de grandeur que celle du faisceau primaire, soit environ  $10^{12}$  pps. Le réglage de CIME pour les états de charge 4+ et 6+ du  $^{26}\text{Ne}$  implique une contamination importante de  $^{13}\text{C}$ , même après épluchage en sortie de CIME, estimée à une intensité au moins égale à celle du  $^{26}\text{Ne}$ .

L'énergie du faisceau de  $^{26}\text{Ne}^{5+}$  maximale que peut délivrer CIME est de 9.7 MeV/u. Cette énergie est adaptée aux transferts de relativement faible moment angulaire, ce qui est adapté à notre expérience où les couches *a priori* concernées (*sd* et *fp*) font intervenir des moments angulaires  $L \in [0; 3]$ . L'énergie maximale dans la gamme disponible a l'avantage de minimiser le straggling angulaire et en énergie dans la cible.

Pour pouvoir régler CIME et la ligne de faisceau pour le  $^{26}\text{Ne}$ , il est nécessaire d'utiliser un faisceau intense (généralement un noyau stable) de même rapport M/Q (au plus une déviation en M/Q de quelques %). Dans le cas du  $^{26}\text{Ne}^{5+}$ , un faisceau de  $^{16}\text{O}^{3+}$  peut être utilisé; l'écart relatif en M/Q entre les deux noyaux  $\delta(M/Q) = 2.5 \cdot 10^{-2}$  nécessite tout de même un réajustement significatif du réglage de la ligne lors du passage entre le faisceau de  $^{16}\text{O}^{3+}$  et celui de  $^{26}\text{Ne}^{5+}$ . Nous avons utilisé pour ces raisons un faisceau de  $^{26}\text{Ne}^{5+}$  à 9.7 MeV/u, CIME ayant été préalablement réglé avec un faisceau stable de  $^{16}\text{O}^{3+}$  à 9.45 MeV/u.

L'optique magnétique de la ligne de faisceau dans la salle d'expérience est décrite sur la figure 2.4. La faible émittance des faisceaux produits par SPIRAL permet d'avoir un

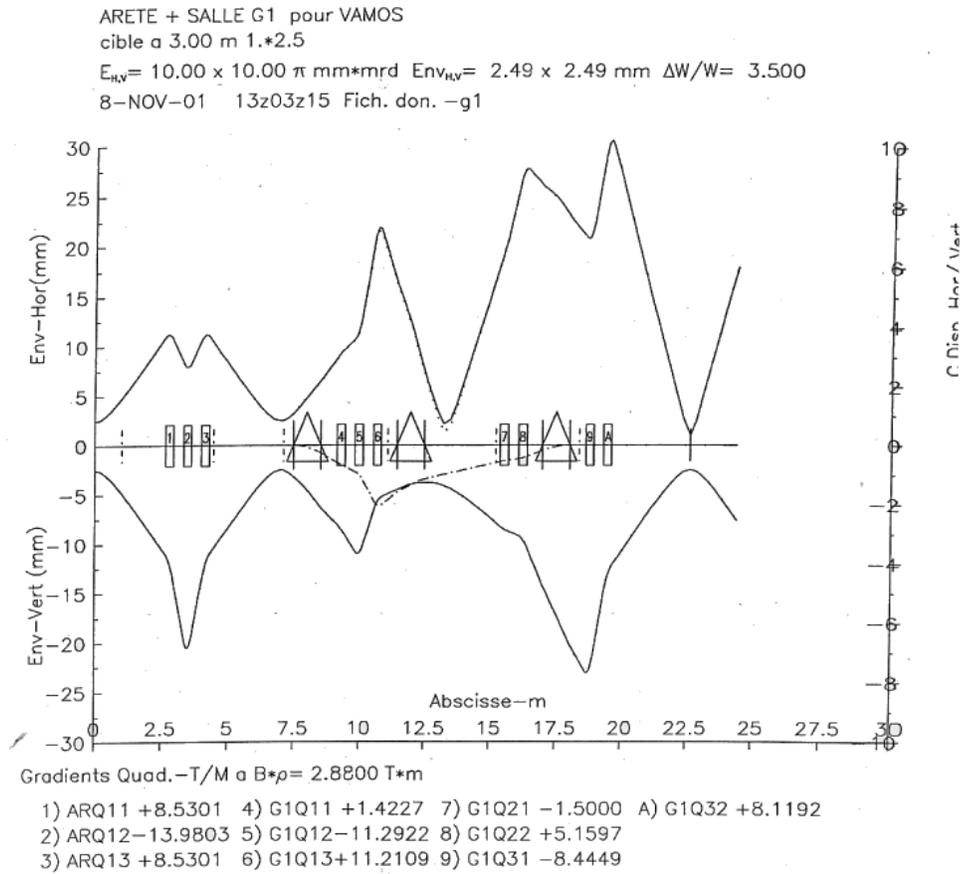


FIG. 2.4 – Optique magnétique dans la salle d'expérience G1 (VAMOS).

faisceau très bien focalisé sur la cible, 2 mm LTMH (Largeur Totale à Mi-Hauteur) en horizontal et 3 mm LTMH en vertical, sans nécessiter de coupures en amont de la salle d'expérience.

## 2.3 Les cibles

### 2.3.1 Les cibles de $\text{CD}_2$

Des cibles minces de  $\text{CD}_2$  de  $1 \text{ mg.cm}^{-2}$  ( $12.5 \mu\text{m}$ ) et  $2 \text{ mg.cm}^{-2}$  ( $25 \mu\text{m}$ ) ont été utilisées avec le faisceau parasite de  $^{16}\text{O}^{3+}$  pour tester l'ensemble du dispositif expérimental. Avec la forte intensité du faisceau de  $^{16}\text{O}$  et une cible mince classique, le couplage VAMOS-EXOGAM peut être testé rapidement avec la réaction  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ .

### 2.3.2 La cible cryogénique

Le choix d'une cible cryogénique de  $\text{D}_2$  permet d'avoir une épaisseur importante de deutérium tout en minimisant le straggling angulaire. Pour l'expérience, il est important

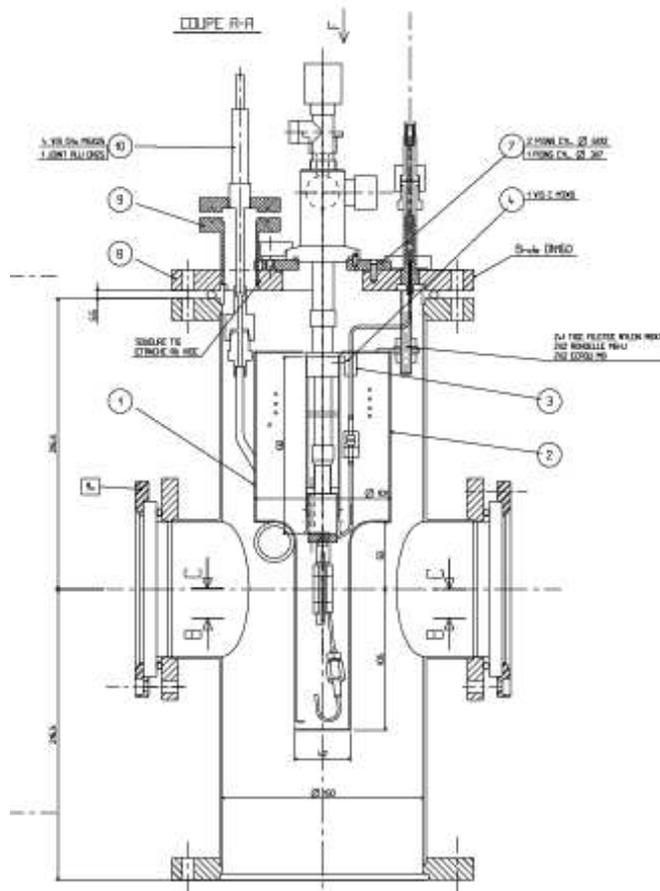


FIG. 2.5 – Plan de la cible cryogénique.

que cette cible

- soit suffisamment mince pour que le straggling angulaire qu'elle induit soit raisonnable,
- comporte des fenêtres d'entrée et de sortie les moins interceptives possible, afin d'induire un minimum de straggling angulaire et de réduire les réactions parasites,
- soit homogène avec des faces bien parallèles afin que l'épaisseur de  $D_2$  soit constante sur toute la surface de la cible.

Nous avons utilisé une cible cryogénique solide de  $D_2$  développée au GANIL [44, 45] (schéma 2.5). Ce dispositif a été initialement conçu comme cible de  $H_2$ , et utilisée au cours de la première expérience faite avec un faisceau SPIRAL [46]. La cible cryogénique a une épaisseur de 1mm, soit  $17 \text{ mg.cm}^{-2}$  de  $D_2$ . 1mm est la plus petite épaisseur disponible à ce jour avec cette technique.

### 2.3.2.1 Description globale

L'ensemble "cible + porte-cible" est constitué de quatre circuits gaz/liquide indépendants. On peut les séparer en deux ensembles :

1. la cible proprement dite :

- le volume de  $D_2$  qui sert à produire la cible. Ce volume est maintenu constant au cours du refroidissement.
  - le circuit d'hélium gazeux qui moule la cible au cours du refroidissement.
2. les sources froides (partie cryogénique) :
- Le circuit d'hélium liquide responsable de la solidification de la cible et du maintien du porte-cible à  $\sim 4$  K.
  - le circuit de refroidissement d'azote. Il sert au pré-refroidissement de la cible et au refroidissement à 80 K d'un "écran froid" en cuivre pour protéger la cible des rayonnements thermiques (infrarouge essentiellement).

Le porte-cible est fixé sur une bride DN160. Pour l'expérience, nous avons fait construire une chambre à réaction en Inox de 2mm d'épaisseur adaptée à l'insertion de l'ensemble "cible + porte-cible" dans la structure d'EXOGRAM.

### 2.3.2.2 Fonctionnement

Au cours du refroidissement, l'épaisseur de la cible est maintenue constante grâce à des poches de Mylar de part et d'autre de la cible remplies d'hélium (voir schéma 2.8) : l'hélium est toujours maintenu à la même pression que le  $D_2$  de sorte que les parois ne soient jamais bombées. La cible, une fois solide, doit avoir une épaisseur uniforme sur toute sa surface. Cette contrainte est la base de toute la méthode de refroidissement de la cible. Le  $D_2$  est refroidi par la structure du porte-cible refroidie par le circuit d'hélium liquide.

La cible est fabriquée en suivant le chemin schématisé sur la figure 2.6 dans le diagramme de phase (P,T).

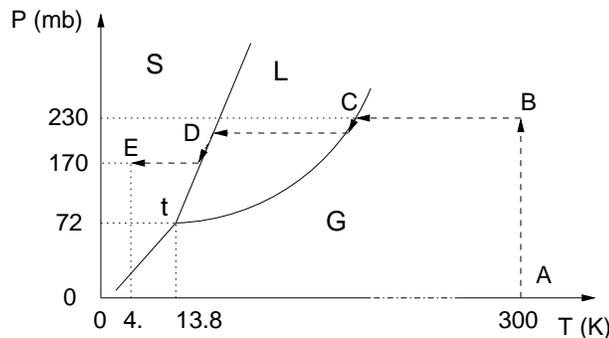


FIG. 2.6 – Chemin (tirets) suivi au cours de la mise en froid de la cible dans le diagramme (P,T). Le point triple du  $D_2$  se situe à (72 mb, 13.8 K).

La préparation d'une cible dure à peu près 4 heures :

1. la cible est montée dans la chambre. La mise sous vide de la chambre s'effectue simultanément avec les cellules de la cible (d'hélium et  $D_2$ ) afin de ne pas casser les fenêtres.
2. on remplit la cible et les poches externes de Mylar de  $D_2$  et de He, respectivement. Le remplissage se fait à température ambiante de  $P = 0$  mbar (point A sur le diagramme 2.6) jusqu'à  $P = 230$  mbar (point B). Le remplissage prend approximativement 10 minutes.

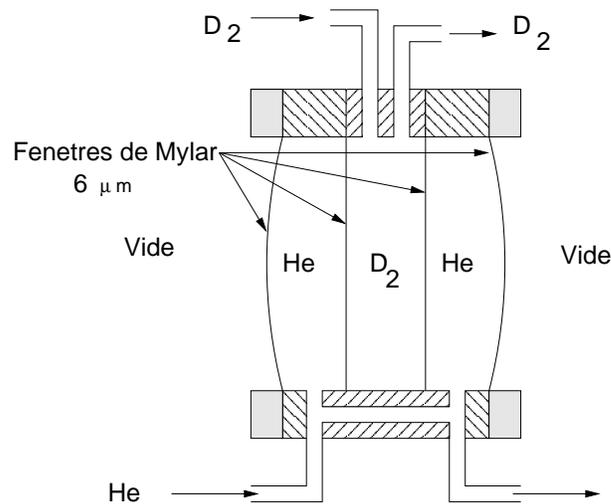


FIG. 2.7 – Schéma du fonctionnement de la cible cryogénique, vue de profil.

3. l'azote liquide est transféré dans le réservoir de l'écran à 80 K en cuivre (visible sur la figure 2.5). L'écran en cuivre est refroidi de la température ambiante à  $T = 77$  K. Cette opération dure environ 1 heure.
4. l'hélium liquide à 4 K est transféré par une canne de transfert vers le doigt froid, couplé thermiquement à l'étrier (figure 2.8). Cet étrier est la pièce mécanique qui permet de refroidir le bas de la cible, la source froide (le doigt froid) étant située au dessus de la cible. Le bas du support de la cible atteint 5 K environ 35 minutes après, et le haut de la cible est alors à 27 K. C'est à ce moment que les premières gouttes de liquide apparaissent (16.2 K en bas de la cible, point C). La cible est entièrement solide environ 2 heures après l'introduction de l'hélium. Tout au long du refroidissement, le pompage du circuit de He gazeux est asservi de manière à suivre (à 1 mbar près) la baisse de pression du  $D_2$  résultant des changements de phase au niveau de la cible. Ainsi, les parois de la cible ne se bombent pas lors du refroidissement : les poches d'hélium de part et d'autre de la cible jouent le rôle de moule pour le glaçon de  $D_2$  (voir figure 2.7). Le refroidissement se fait à un volume (cible + volume tampon de 10 litres environ) de  $D_2$  constant. C'est la solidification du volume de la cible qui fait passer la pression de  $D_2$  de 230 mbar à 170 mbar.
5. une fois les conditions prévues de fonctionnement ( $T \simeq 4$  K,  $P \simeq 180$  mbar) atteintes (point E), l'hélium gazeux ayant servi au moulage de la cible est retiré par pompage. Sur la trajectoire du faisceau, en plus du glaçon de  $D_2$ , il ne reste plus que 4 feuilles de Mylar de  $6 \mu\text{m}$ , soit  $24 \mu\text{m}$  de Mylar ( $3.35 \text{ mg.cm}^{-2}$ ).

La méthode de solidification de la cible cryogénique impose une forte contrainte sur le diamètre de la cible : pour un même diamètre, plus la cible est mince, plus il sera difficile de refroidir le centre avant d'obstruer les capillaires d'arrivée (et/ou de sortie) de  $D_2$ . Ainsi pour envisager la mise en froid de cibles de 0.5 mm d'épaisseur, il est nécessaire de réduire leur diamètre. La taille caractéristique des faisceaux déjà observés dans la ligne de G1 sur des profileurs est d'environ 1 cm à la base horizontalement, plus étroite verticalement (environ 4 mm). Une cible de  $500 \mu\text{m}$  d'épaisseur de forme oblongue (10 mm  $\times$  5 mm) pourrait

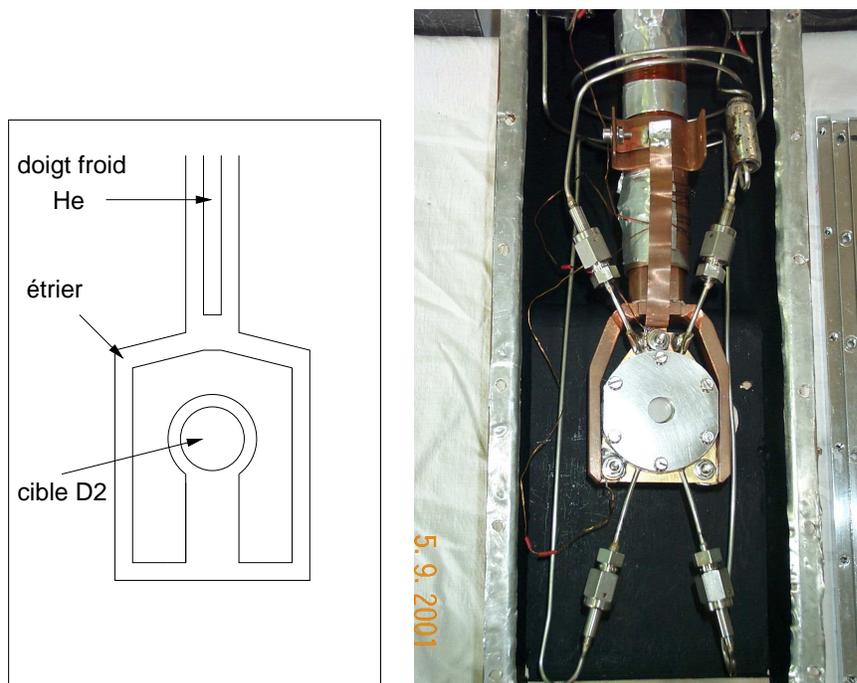


FIG. 2.8 – Gauche : schéma de principe du refroidissement de la cible par contact thermique avec l'étrier.

Droite : photographie de la cible vue de face. En fonctionnement, un capot de cuivre refroidi à l'Azote recouvre la cible pour former un écran froid à 80 K.

ainsi être ultérieurement envisagée. Cette possibilité demande toutefois une étude détaillée.

Les précautions d'usage de la partie cryogénique de la cible visent à minimiser le réchauffement de la cible. Ce réchauffement peut *a priori* se faire par conduction thermique, convection, et transfert radiatif (rayons infra-rouges,...).

- convection : la cible est maintenue dans un vide de  $10^{-7}$  mb. Ceci empêche les convections thermiques susceptibles de transférer de la chaleur à la cible,
- radiations : l'écran froid de cuivre à 80 K qui entoure la cible a pour but d'écranter partiellement les radiations. Il est constitué d'une enveloppe de cuivre de 1. mm d'épaisseur refroidie à l'azote liquide. Les 80 K sont maintenus par le contact thermique de l'enveloppe de cuivre avec un réservoir en cuivre rempli d'azote liquide. Le réservoir est continuellement alimenté en azote au cours de l'expérience. Deux orifices de 10 mm de diamètre sont situés de part et d'autre de la cible pour laisser passer le faisceau. Ces orifices représentent la principale contrainte sur l'épaisseur minimale de la cible que l'on puisse atteindre avec cette méthode : ces orifices laissent passer les radiations thermiques. Il faut donc que la cible soit suffisamment épaisse (à un diamètre donné) pour que la puissance thermique dissipée par unité de surface soit compensée par le refroidissement de la cible à travers son support.
- conduction : la structure de la cible est maintenue à 4 K par de l'hélium qui fait office de thermostat.

Le réchauffement de la cible par les faisceaux SPIRAL typiquement utilisés est négligeable.

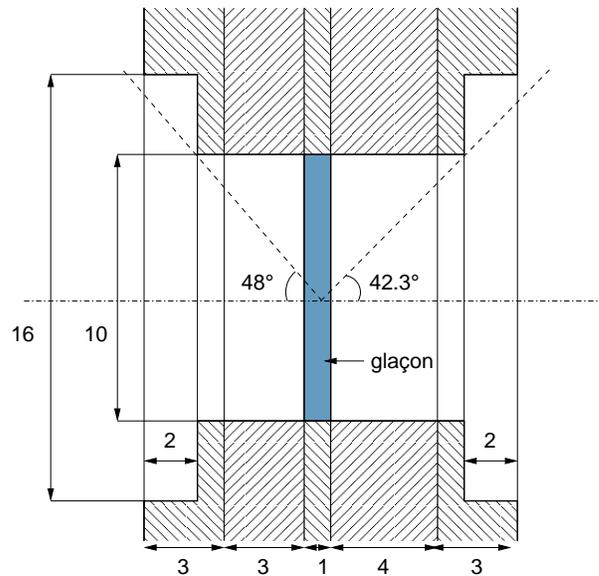


FIG. 2.9 – Coupe de profil de la partie centrale de la cible cryogénique. Les dimensions sont indiquées en millimètres.

La limite à partir de laquelle le point triple du  $D_2$  est atteinte est aux environs de 10 mW pour un faisceau de 4 mm de diamètre [47]. Dans le cas d'un faisceau de  $^{26}\text{Ne}$  à 10 MeV/u, 3000 pps et de 4 mm de diamètre sur cible, la puissance dissipée dans la cible est d'environ  $5 \cdot 10^{-5}$  mW.

La figure 2.3.2.2 présente une coupe de profil du porte-cible. Ce dernier est composé de deux couches de matériau de chaque côté de la cible :  $2 \times 3$  mm d'un côté, 4 mm et 3 mm de l'autre côté. Pour des angles plus grands que  $42.3^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau, une optimisation du dispositif est à étudier : le porte-cible écrante partiellement les photons.

### 2.3.2.3 Consommation d'hélium

La mise en froid de la cible consomme environ 10 litres d'hélium liquide, et son refroidissement au cours de l'expérience environ  $1.5 \text{ l.h}^{-1}$  d'hélium pour une pression de  $10^{-7}$  mbar autour de la cible. Cette consommation d'hélium est une contrainte importante : pour l'expérience, nous avons utilisé un bidon de 250 litres d'hélium ( $\simeq 20$  UT). Pour pouvoir finir l'expérience, il a fallu refroidir une seconde cible. Cette manipulation prend entre 5 et 8 heures.

La consommation d'hélium croît considérablement avec la dégradation du vide autour de la cible. La condensation de molécules sur la cible contribue aussi à polluer la surface de cette dernière. Dans le cas de  $10^{-7}$  mbar, le dépôt est estimé à quelques microns par 24 heures. Lorsque le vide est dégradé à  $10^{-6}$  mbar la consommation d'hélium augmente d'un facteur 2-3. Les micro-fuites des détecteurs gazeux (chambre à ionisation, chambres à dérive) de VAMOS induisent un vide de quelques  $10^{-6}$  mbar en aval de la cible. En amont de la cible, le vide est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-7}$  mbar. Pour maintenir la qualité du vide autour de la cible, la chambre à réaction a été isolée du reste de la ligne de VAMOS par une feuille

de Mylar de  $0.9 \mu\text{m}$  située après la cible. Une pompe moléculaire a été également installée sous la cible pour améliorer localement le vide.

#### 2.3.2.4 Caractéristiques du "glaçon"

La distribution en  $B\rho$  de  $^{26}\text{Ne}$  après la cible cryogénique permet de caractériser l'épaisseur et la convexité de la cible. Cette distribution a été comparée à une simulation prenant en compte

- les pertes d'énergie du  $^{26}\text{Ne}$  dans le  $\text{D}_2$  à partir de calculs Monte-Carlo faits avec le programme SRIM [48],
- le straggling en énergie,
- la taille du faisceau sur la cible.

Nous avons choisi pour la simulation un profil de cible parabolique (voir partie droite de la figure 2.10) et une distribution Gaussienne du faisceau sur la cible. Une comparaison entre les données expérimentales et différentes simulations est présentée sur la partie gauche de la figure 2.10. Elle montre la contrainte imposée à la taille du faisceau sur la cible : un faisceau étalé produit un plateau, un faisceau ponctuel ne reproduit pas l'asymétrie en  $B\rho$  observée.

Les données sont compatibles avec une très légère convexité de la cible (moins de 5 % de l'épaisseur). La distribution en  $B\rho$  est reproduite en considérant une tâche de faisceau d'environ  $2 \times 3 \text{ mm}^2$  FWHM, valeur compatible avec l'optique de la ligne.

## 2.4 EXOGAM

EXOGAM est un ensemble modulable de détecteurs Germanium de haute résolution conçu pour couvrir un grand angle solide adapté aux événements rares et de faible multiplicité. Il est constitué de 16 modules (appelés trèfles, *clover* en anglais). Chaque trèfle contient quatre cristaux Ge, chacun segmenté électriquement en quatre. La géométrie d'un trèfle EXOGAM est présentée sur la partie droite de la figure 2.12. Cette granularité du détecteur est cruciale pour conserver les qualités de haute résolution en présence d'un effet Doppler dû à l'émission en vol des photons. Dans notre cas, les éjectiles ont une énergie de l'ordre de  $10 \text{ MeV/u}$ , ce qui correspond à une vitesse de  $\frac{v}{c} \simeq 0.1$ , où  $v$  est la vitesse de l'éjectile et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Ces vitesses faiblement relativistes induisent un effet Doppler qui dépend de l'angle entre les directions de propagation du  $\gamma$  et du noyau émetteur (voir chapitre 4), ce qui justifie la plus grande granularité possible pour la détection  $\gamma$ .

Cette partie est consacrée à la description de la configuration d'EXOGAM pour l'expérience, ainsi qu'aux caractéristiques de résolution et d'efficacité du détecteur.

### 2.4.1 Configuration de l'expérience

La figure 2.4.1 représente EXOGAM couplé à VAMOS (le premier quadropôle est visible à gauche de la photographie) au cours d'une expérience pendant laquelle une cible standard (non cryogénique) était utilisée.

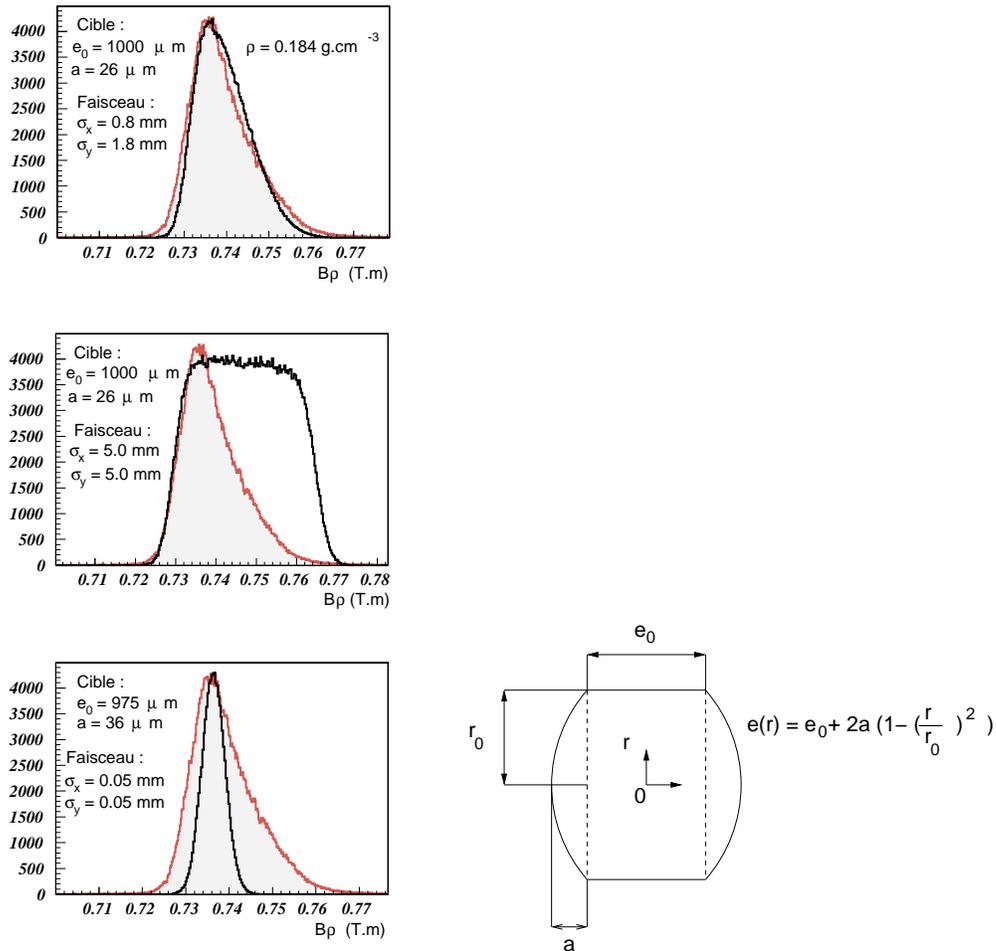


FIG. 2.10 – Gauche : profil en  $B\rho$  du  $^{26}\text{Ne}$  après passage dans la cible cryogénique. Les données expérimentales sont en zones pleines, les résultats de la simulation sont représentés par des traits pleins. La simulation est présentée pour trois hypothèses de taille de faisceau sur cible : taille nominale, toute la surface de la cible, quasi-ponctuelle. Droite : profil de la cible adopté pour la simulation.

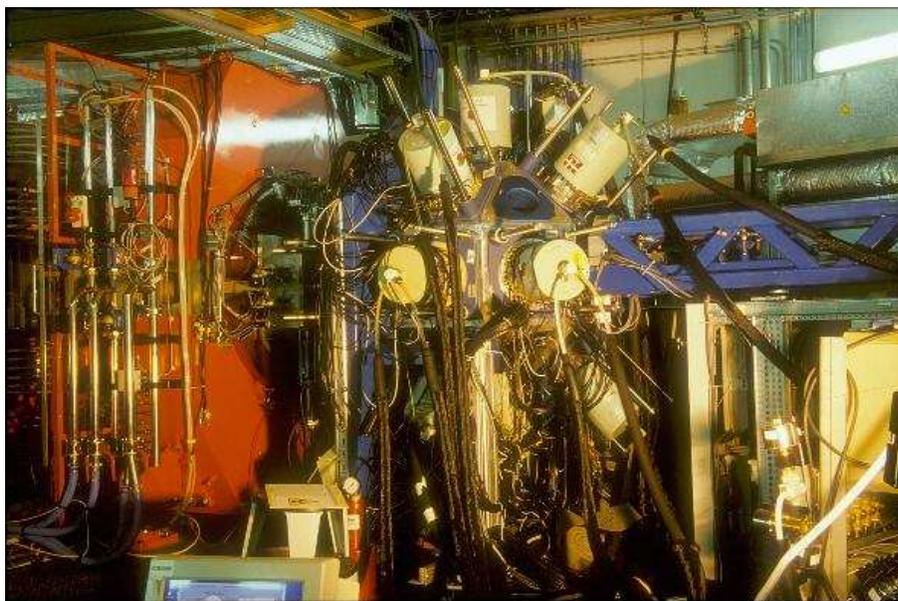


FIG. 2.11 – Photographie d'EXOGAM couplé à VAMOS. L'image a été prise dans une autre expérience que celle présentée ici.

Une vue d'artiste d'EXOGAM avec un maximum de 16 détecteurs est présentée sur la partie gauche de la figure 2.12. Dans l'expérience, 12 détecteurs ont été montés sur la structure d'EXOGAM : 9 trèfles d'EXOGAM, et 3 trèfles plus petits. Un des détecteurs d'EXOGAM présentait un mauvais rapport signal/bruit : il n'a pas été utilisé pendant l'analyse. Nous avons fonctionné avec 11 détecteurs.

Les dimensions des cristaux des deux types de trèfle sont indiquées sur la figure 2.13. Les détecteurs sont répartis sur trois couronnes angulaires par rapport à l'axe du faisceau :  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $135^\circ$ .

- 4 trèfles à  $45^\circ$  (angles avants) ; la chambre à réaction utilisée permet d'en placer deux à 10 cm du centre de la cible et deux à 16 cm.
- 3 trèfles à  $135^\circ$  (angles arrières) ; deux à 10 cm du centre de la cible et un à 16 cm.
- 4 trèfles à  $90^\circ$ . Ces trèfles sont dans l'ombre du porte-cible. Leur efficacité de détection est alors faible par rapport aux autres détecteurs.

Sur les huit emplacements disponibles à  $90^\circ$ , celui situé au dessus du point cible est occupé par le support de la cible cryogénique. L'emplacement du dessous est laissé vacant pour le passage des tuyaux de la pompe à vide.

Le positionnement des détecteurs au plus près de la cible et l'encombrement du porte-cible ne nous ont pas permis d'utiliser les BGO latéraux pour la suppression Compton. Les positions aux angles avant et arrière sont en vue directe de la cible, contrairement aux positions à  $90^\circ$  dans l'ombre du support de cible. Pour cette raison, nous avons placé les gros détecteurs (EXOGAM) aux angles avants et arrières, et positionné les petits détecteurs à  $90^\circ$ .

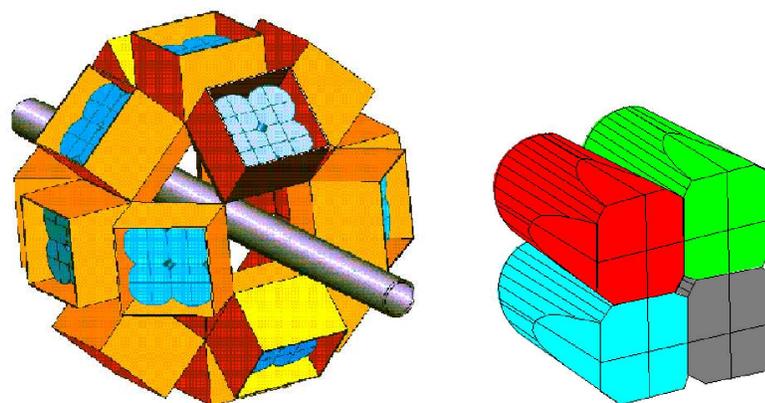


FIG. 2.12 – Gauche : vue d'artiste de la structure d'EXOGAM avec 16 détecteurs. Droite : vue cavalière d'un trèfle d'EXOGAM.

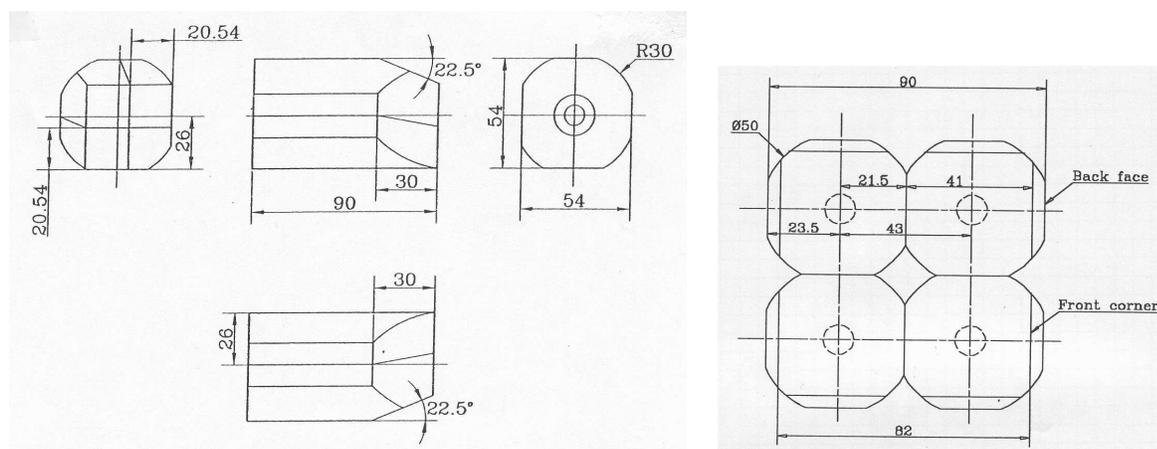


FIG. 2.13 – Dimensions des trèfles d'EXOGAM (gauche) et des petits trèfles (droite).

## 2.4.2 Electronique

L'électronique du système EXOGAM (voir référence [49, 50]) est principalement composée de

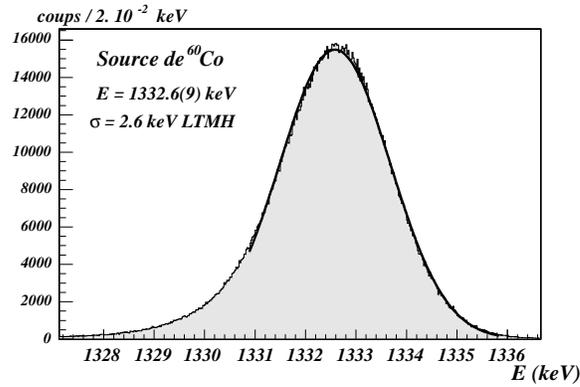
- cartes de codages des informations "temps" et "énergie" des contacts centraux des cristaux (cartes ECC), et des segments (cartes GOCCE). Ces cartes sont implémentées dans des modules VXI. Pour le codage des énergies, nous ne nous sommes servi que des cartes ECC. L'énergie peut y être codée sur deux gammes différentes : 6 MeV et 20 MeV. Nous avons utilisé uniquement la gamme 6 MeV adaptée aux noyaux d'intérêt dont le seuil de séparation d'un neutron est inférieur à 6 MeV.
- un module VXI de déclenchement appelé *Master Trigger*. Un événement EXOGAM n'est codé que si il est en coïncidence avec un événement détecté dans VAMOS : dans notre configuration, EXOGAM est esclave de VAMOS.
- un module VXI de liaison avec d'autres acquisitions (VAMOS dans notre cas) appelé *centrum*. Le *centrum* permet de corrélérer un événement EXOGAM à un événement VAMOS. La logique de construction des événements est discutée dans la partie 2.7.
- un module VME de gestion et de stockage des événements EXOGAM : le D2VB. Les événements EXOGAM sont construits et stockés dans des *buffers* du D2VB. Les buffers sont régulièrement envoyés à un module VME qui permet d'associer les événements EXOGAM et VAMOS entre eux : le *merge*.

La logique des cartes de codage et l'acquisition du système EXOGAM sont détaillées dans la référence [51].

## 2.4.3 Etalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie des différents cristaux a été fait avec une source  $^{152}\text{Eu}$ . Les pics d'étalonnage couvrent le spectre en énergie de 121.8 keV à 1408 keV. Cette couverture est idéale pour étudier la spectroscopie du  $^{27}\text{Ne}$  dont l'énergie de séparation d'un neutron se situe à 1430(110) keV. Chaque cristal est étalonné en énergie par un polynôme d'ordre 2. Le programme d'étalonnage (semi) automatique *xmgf3* [52] a été utilisé.

Le résultat de l'étalonnage a été ensuite testé sur des données de source  $^{60}\text{Co}$ . La figure 2.4.3 présente un ajustement Gaussien du pic photoélectrique à 1332.52 keV de la transition du  $^{60}\text{Ni}$  issue de la désintégration  $\beta^-$  du  $^{60}\text{Co}$ . L'étalonnage effectué avec la source  $^{152}\text{Eu}$  permet de reproduire l'énergie de la transition avec une précision inférieure à 1 keV et une valeur de 1332.6(9) keV. Soulignons que l'ajustement du pic associé à la transition est effectué avec une simple Gaussienne, ce qui explique la relativement grande incertitude sur la position du centroïde. L'ajustement (voir figure 2.4.3) est effectué sans prendre en compte la partie asymétrique du côté des basses énergies causée par de faibles défauts de collection du signal. La résolution intrinsèque du système complet composé des 11 détecteurs est égale à 2.6 keV LTMH (Largeur Totale à Mi-Hauteur). En moyenne, chaque cristal a une résolution de 2.3 keV LTMH. Cette valeur est typique des détecteurs Germanium : la valeur nominale donnée par Eurisys Mesures pour une transition à 1.33 MeV est de 2.25 keV LTMH pour les contacts centraux des cristaux des détecteurs EXOGAM. Pour cette même transition, la valeur nominale des segments est de 2.8 keV LTMH. Pour mesurer les énergies, nous avons utilisé les informations délivrées par les contacts centraux.


 FIG. 2.14 – Pic photoélectrique à 1332.6 keV du  $^{60}\text{Ni}$  issu de la décroissance  $\beta^-$  du  $^{60}\text{Co}$ .

détecteur	cristaux	distance à la cible (cm)	angle polaire ( $^\circ$ )
1	0-3	16.6	45
2	4-7	11.4	135
3	8-11	11.7	135
5	16-19	16.9	135
6	20-23	11.5	90
9	32-35	11.4	90
10	36-39	15.7	90
11	40-43	16.1	90
12	44-47	16.4	45
13	48-51	11	45
14	52-55	11.3	45

TAB. 2.3 – Position du centre des détecteurs par rapport au centre de la cible.

#### 2.4.4 Efficacité absolue : simulation

Pour chaque détecteur, une efficacité en fonction de l'énergie peut être mesurée en comparant les intensités relatives mesurées des différents pics photoélectriques d'une source d'étalonnage ( $^{152}\text{Eu}$  par exemple) aux intensités relatives tabulées. Pour être valides, c'est-à-dire reproduire au mieux les conditions lors de l'émission d'un photon au niveau de la cible, ces mesures d'efficacité doivent se faire avec la source à la position de la cible afin de prendre en compte les différentes épaisseurs de matériau comprises entre la cible et les détecteurs. Ces matériaux (porte-cible, tube de faisceau) écrantent les photons différemment suivant leur énergie. Au cours de l'expérience, nous n'avons pas pu effectuer une telle mesure avec la cible cryogénique. Les efficacités relatives en énergie que nous avons considérées ont été extraites d'une simulation GEANT [53] du système expérimental.

Une simulation de l'efficacité absolue de détection pour les 11 détecteurs utilisés au cours de l'expérience (8 détecteurs EXOGAM et 3 détecteurs EUROGAM), tous situés à 10.5 cm de la source et sans aucun matériau entre la source et les détecteurs donne une

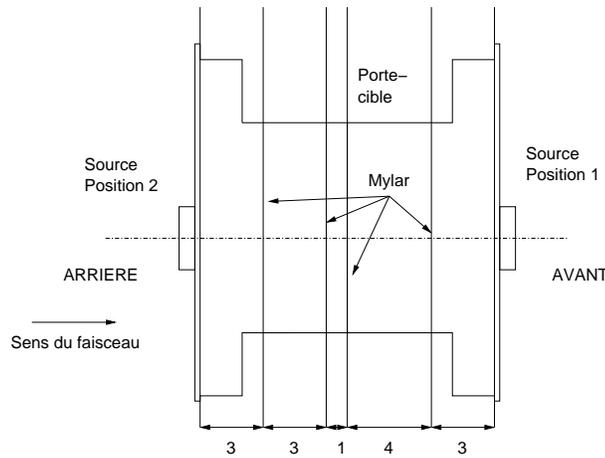


FIG. 2.15 – Positionnements de la source de  $^{60}\text{Co}$  pour les mesures d'efficacité géométrique d'EXOGRAM.

distance détecteur-cible	dispositif	efficacité
10.5 cm	détecteurs	9.8 %
expérience	détecteurs	6.8 %
expérience	complet	4.8 %

TAB. 2.4 – Efficacité de détection  $\gamma$  (8 détecteurs EXOGAM et 3 détecteurs EUROGRAM) simulée pour un pic photoélectrique d'une transition de 1332 keV pour plusieurs configurations.

efficacité de détection de 9.8 % pour une transition de 1332 keV. Cette valeur est compatible avec l'efficacité de détection attendue de 1 % pour un détecteur EXOGAM situé à 10.5 cm de la source (on n'obtient pas 11% d'efficacité parce que les détecteurs de EUROGRAM sont plus petits que ceux d'EXOGRAM). Lorsqu'on place les détecteurs dans la configuration de l'expérience, c'est à dire à une distance moyenne de  $\simeq 15$  cm du centre de la cible, l'efficacité de détection diminue à 6.8 %. Quand on prend en compte l'ensemble du dispositif, les détecteurs à  $90^\circ$  sont écartés et l'efficacité dans le pic photoélectrique se réduit à 4.8 %. L'ensemble de ces valeurs est contenu dans le tableau 2.4.

Pour valider les efficacités absolues simulées, la simulation a été comparée à des données avec une source  $^{60}\text{Co}$  placée au niveau de la cible cryogénique. A cause de la taille de la source, il n'a pas été possible de placer la source exactement au centre du porte-cible cryogénique : deux prises de données, la source avant et après la cible, ont été effectuées (voir schéma 2.15). Les résultats de la simulation sont comparés aux données d'étalonnage sur la figure 2.17. L'ordre des cristaux correspond à celui des détecteurs EXOGAM : les cristaux 0 à 3 appartiennent au détecteur 1, les cristaux 4 à 7 au détecteur 2, etc ... La position des différents détecteurs par rapport au centre de la cible est indiquée dans le tableau 2.3. Au cours de l'étalonnage, nous avons mesuré le temps mort de l'acquisition d'EXOGRAM pour chaque prise de données (environ 30 % pour une acquisition à  $10^4 \text{ s}^{-1}$ ),

position	détecteurs	$\Delta$ (%)
1	45°	-9
	90°	21
	135°	1
	total	2
2	45°	2
	90°	17
	135°	-10
	total	-5

TAB. 2.5 – Comparaison entre la simulation d’efficacité absolue et les données d’étalonnage avec source de  $^{60}\text{Co}$ .

et l’intensité de la source était connue ( $4.1 \cdot 10^4$  Bcq). La différence relative

$$\Delta = \frac{N_s - N_c}{N_c} \quad (2.2)$$

entre la simulation  $N_s$  et les données d’étalonnage  $N_c$  est reportée dans le tableau 2.5. Cette comparaison donne une différence inférieure à 10 % aux angles avant et arrière pour les deux positions de source. Ces valeurs définissent l’erreur caractéristique des évaluations d’efficacité.

Les problèmes d’électronique d’EXOGRAM ne nous ont pas permis de faire les étalonnages avec la source de  $^{152}\text{Eu}$ . Ces étalonnages nous auraient permis de tester les efficacités absolues de la simulation en fonction de l’énergie de la transition considérée. La figure 2.16 présente une courbe d’efficacité photoélectrique simulée en fonction de l’énergie du  $\gamma$  émis. La simulation prend en compte l’effet Doppler : chaque  $\gamma$  est émis en vol à  $\beta=0.11$ , valeur typique rencontrée pendant l’expérience. Différentes simulations ont été effectuées dans trois cas :

- avec le dispositif complet (cercles pleins),
- sans les détecteurs à 90° (triangles pleins),
- tous les détecteurs, mais sans porte-cible, cible, ni tube de faisceau (cercles ouverts).

## 2.5 VAMOS

### 2.5.1 Principe d’un spectromètre magnétique

Un spectromètre magnétique permet de mesurer la quantité de mouvement des éjectiles en sortie de cible. Son principe de fonctionnement utilise l’effet d’un champ magnétique  $B$  sur une particule de charge  $Q$  et de quantité de mouvement  $p$ . Le rayon de courbure  $\rho$  de la particule est défini par la relation

$$B\rho = \frac{p}{Q} \quad (2.3)$$

Les particules de même rapport  $p/Q$ , quel que soit l’angle d’émission en sortie de cible, convergent toutes en un point de focalisation. L’ensemble de ces points définit le plan focal.

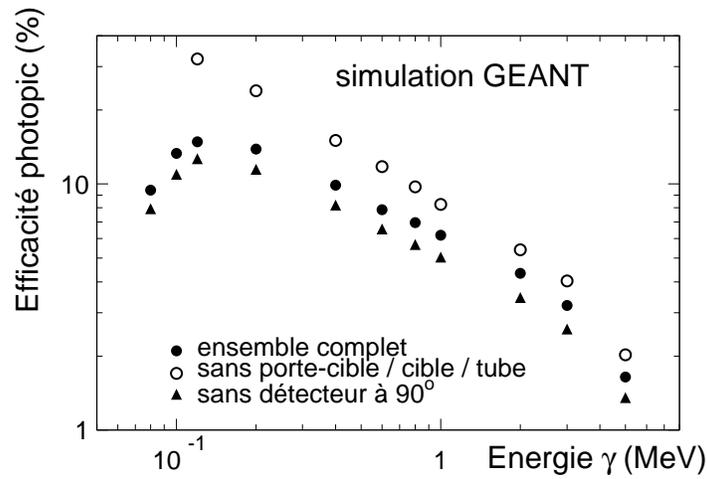


FIG. 2.16 – Efficacité absolue simulée (GEANT) d’EXOGRAM dans la configuration de l’expérience (cercles pleins), sans détecteurs à  $90^\circ$  (triangles pleins), et avec uniquement les détecteurs (cerclles ouverts). La simulation est effectuée pour des  $\gamma$  émis en vol à  $\beta=0.11$ .

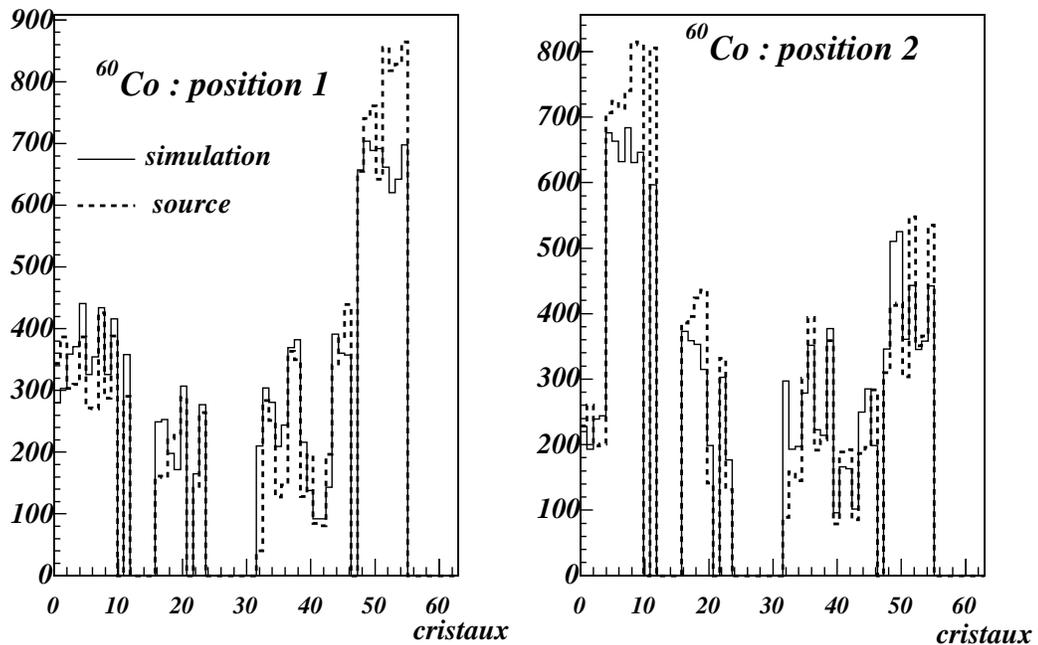


FIG. 2.17 – Résultats de la simulation GEANT comparés aux données de  $^{60}\text{Co}$  pour la transition à 1.33 MeV. La position des cristaux par rapport à la cible est répertoriée dans le tableau 2.3.

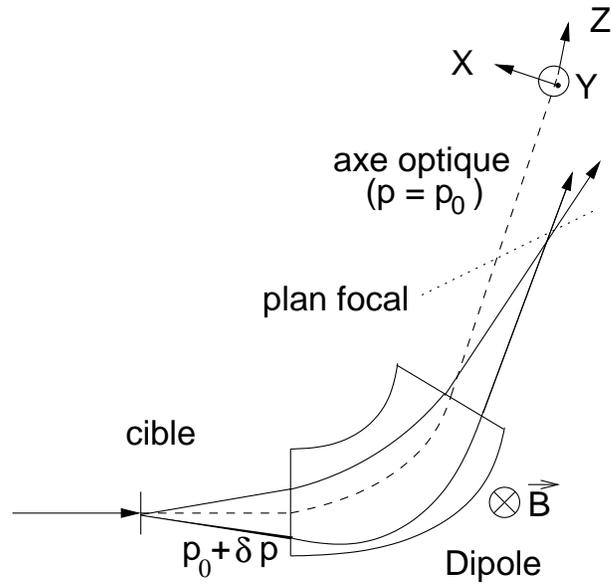


FIG. 2.18 – Schéma de principe d'un spectromètre magnétique.

Dans le cas de VAMOS, le dipôle est à champ constant et l'analyse magnétique a lieu dans le plan horizontal  $xOz$ . Dans les conventions du schéma 2.18, que nous conserverons dans la suite, la quantité de mouvement des éjectiles est ainsi convertie en un déplacement horizontal au plan focal.

La mesure de  $X_f$ , le déplacement horizontal dans le plan focal par rapport à l'axe optique, revient à mesurer la variation d'impulsion  $\frac{\delta p}{p_0}$  par rapport à l'impulsion  $p_0$  correspondant à l'axe optique du spectromètre. Ces deux quantités sont reliées par la dispersion au premier ordre  $D$  (cm/%) :

$$X_f(\text{cm}) = D \times \frac{\delta p}{p_0}(\%) \quad (2.4)$$

La dispersion  $D$  dépend de la position de l'image sur le plan focal. Dans le cas de VAMOS, cette dispersion est de 2.5 cm/% à proximité de l'axe optique.

## 2.5.2 Acceptances

VAMOS (VARIABLE MOde Spectrometer) est un spectromètre magnétique à grande acceptation en moment et à grande acceptation angulaire. Ses principales caractéristiques sont présentées dans la référence [54] ; le tableau 2.6 contient quelques caractéristiques du spectromètre dans la configuration que nous avons adoptée.

En principe, l'acceptation angulaire de VAMOS est définie géométriquement par la distance cible- $Q_1$  et l'ouverture angulaire du premier quadropôle  $Q_1$ . Pour pouvoir placer la couronne avant des détecteurs EXOGAM, il a fallu reculer le spectromètre (sur une plate-forme mobile) afin que le quadropôle  $Q_1$  de VAMOS soit à 90 cm de la cible (au lieu de la distance minimale de 40 cm). Il en résulte une diminution de l'acceptation angulaire théorique de VAMOS par rapport à la valeur maximale ( $\pm 110$  mrad, soit un demi-cône

d'ouverture de  $6.3^\circ_{\text{lab}}$ , au lieu de  $\pm 140$  mrad). Dans le cas précis de notre expérience, l'acceptance angulaire de VAMOS est en fait limitée par le diamètre du tube de faisceau entre la cible et VAMOS : le diamètre intérieur de 70 mm sur une distance de 730 mm induit une acceptance angulaire de demi-cône d'ouverture  $2.75^\circ$ . Ces restrictions ne sont pas particulièrement gênantes pour l'étude de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  : des calculs de distributions angulaires montrent que cette restriction angulaire "coupe", dans les cas les plus défavorables, 20 % de la section efficace.

Pour une énergie incidente de 10 MeV/u, les lignes cinématiques des réactions dans le plan focal de VAMOS sont représentées sur la figure 2.19. Nous verrons qu'expérimentalement les résultats obtenus sont très différents à cause des effets de l'épaisseur de la cible de  $\text{D}_2$ . Le dispositif utilisé est adapté pour obtenir aussi la spectroscopie  $\gamma$  du  $^{25}\text{Ne}$  issu de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,t)$ .

Les chaleurs de réaction  $Q$  associées aux diverses réactions de transfert à partir de  $^{26}\text{Ne}+d$  et  $^{26}\text{Ne}+^{12}\text{C}$  (fenêtres de Mylar de la cible cryogénique, voir paragraphe 2.3.2) sont indiquées dans le tableau 2.7.

Parmi les réactions de transfert d'un nucléon sur le deutérium,  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  et  $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$  ont des chaleurs de réaction proches de 0. Inversement, la réaction de transfert d'un proton  $^{26}\text{Ne}(d,^3\text{He})^{25}\text{F}$  présente une chaleur de réaction très négative, ce qui laisse supposer que ces transferts seront favorisés différemment.

### 2.5.3 Détection au plan focal

La détection au plan focal de VAMOS permet d'identifier les éjectiles transmis dans le spectromètre et de mesurer leurs caractéristiques au plan focal. La figure 2.20 représente le schéma de la détection de VAMOS telle que nous l'avons utilisée au cours de l'expérience.

#### 2.5.3.1 Chambres à dérive

Les deux chambres à dérive au plan focal de VAMOS permettent de mesurer, pour chaque éjectile transmis, les positions au plan focal  $X_f$  et  $Y_f$ , ainsi que les angles de la trajectoire  $\theta_f$  et  $\phi_f$ . Ces informations permettent de déterminer les caractéristiques des éjectiles en sortie de cible (voir chapitre 3). Les chambres à dérive ont été fabriquées par le SEDI (Service d'Etude des Détecteurs et d'Informatique) et le SPhN du CEA-DSM/DAPNIA [55].

Le schéma 2.21 illustre le fonctionnement des chambres à dérive de VAMOS. Lorsqu'un

Distance cible- $Q_1$	100 cm
Acceptance angulaire	$2.7^\circ$
Acceptance en moment (dispersion $D$ )	$\pm 5 \%$ ( $\sim 2.5 \text{ cm}/\%$ )
$B\rho_{max}$	1.3 T.m
Angle faisceau-dipôle	$0^\circ$

TAB. 2.6 – Caractéristiques du spectromètre magnétique VAMOS dans la configuration de l'expérience.

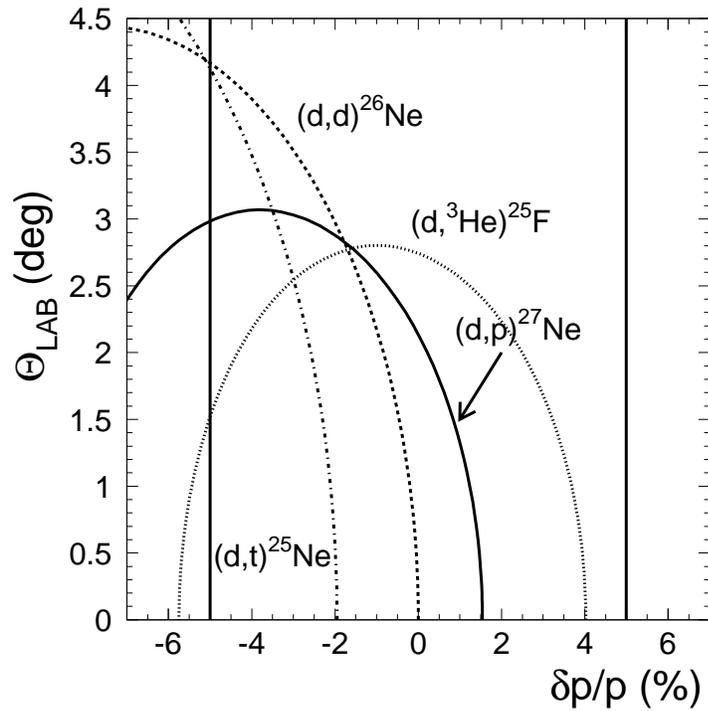


FIG. 2.19 – Plan focal du spectromètre VAMOS. L'acceptance en moment est de  $\pm 5\%$ . L'acceptance angulaire est de  $2.7^\circ_{\text{lab}}$  dans la configuration de notre expérience. La diffusion élastique et les différents transferts d'un nucléon détectés dans le plan focal sont représentés.

incidents	éjectiles	Q (MeV)
$^{26}\text{Ne} + \text{d}$	$^{27}\text{Na} + \text{n}$	11.075
	$^{27}\text{Ne} + \text{p}$	-0.813
	$^{25}\text{Ne} + \text{t}$	0.676
	$^{25}\text{F} + ^3\text{He}$	-12.635
$^{26}\text{Ne} + ^{12}\text{C}$	$^{27}\text{Ne} + ^{11}\text{C}$	-17.311
	$^{25}\text{Ne} + ^{13}\text{C}$	-0.635
	$^{27}\text{Na} + ^{11}\text{B}$	-2.658
	$^{25}\text{F} + ^{13}\text{N}$	-16.185

TAB. 2.7 – Chaleur de réaction  $Q$  pour diverses réactions de transfert issues de  $^{26}\text{Ne} + \text{d}$  et  $^{26}\text{Ne} + ^{12}\text{C}$ .

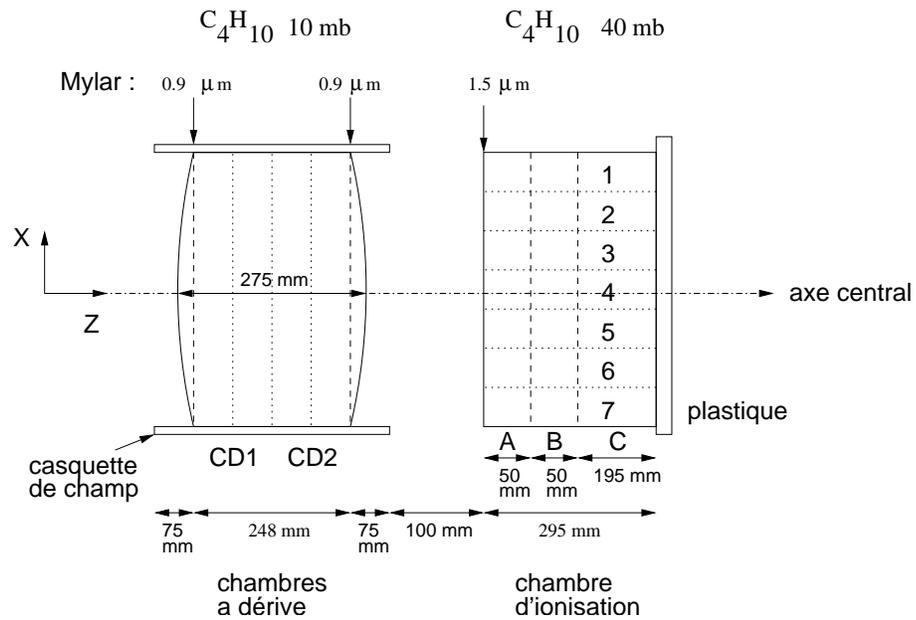


FIG. 2.20 – Schéma du système de détection de VAMOS (vue de dessus).

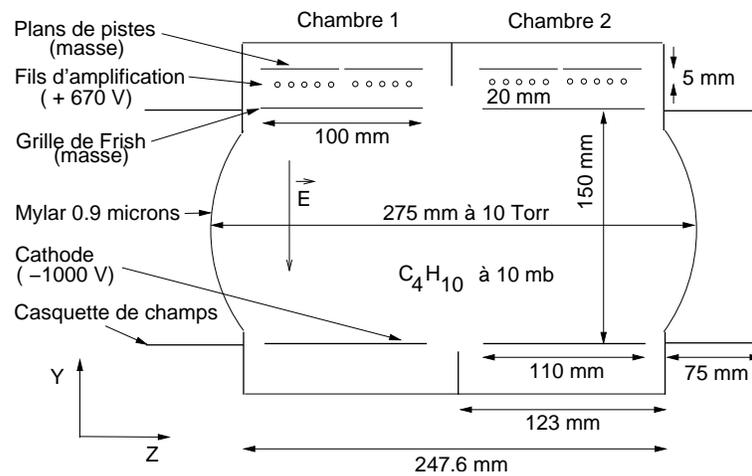


FIG. 2.21 – Schéma des chambres à dérive de VAMOS. Les tensions indiquées sont celles appliquées au cours de l'expérience avec le faisceau de  $^{26}Ne$ .

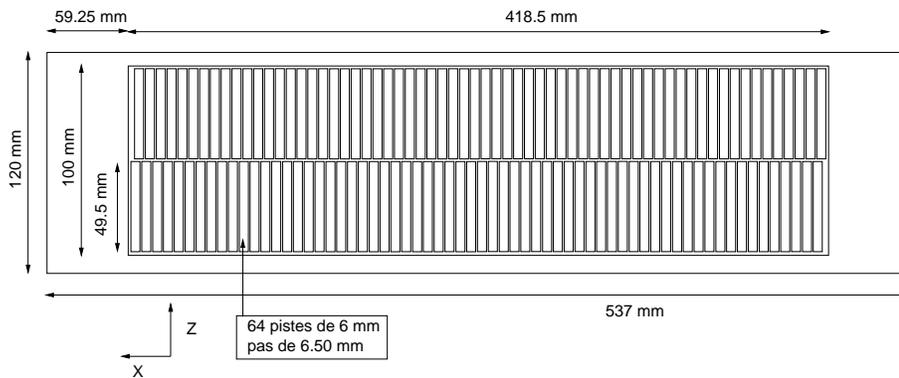


FIG. 2.22 – Schéma du plan des pistes d'une chambre à dérive.

noyau passe dans une chambre, il ionise le gaz  $C_4H_{10}$ . Les électrons issus de l'ionisation dérivent sous l'effet d'un champ électrique jusqu'à la grille de Frish. Le champ électrique appliqué entre la grille de Frish et la cathode de chaque chambre est maintenu uniforme dans la chambre grâce à des anneaux de garde et à des "casquettes" de champs hors de la chambre. Les effets de bord sur les lignes de champs ont ainsi lieu hors de la zone active de la chambre. Le temps de dérive des électrons permet de mesurer la position transverse verticale  $Y^k$  de passage du noyau dans chaque chambre  $k=1,2$ . Aux pressions ( $P=10$  mb) et tension ( $V = 65 \text{ V.cm}^{-1}$ ) utilisées, la vitesse de dérive des électrons dans le gaz est d'environ  $5.6 \text{ cm.}\mu\text{s}^{-1}$ . Les temps de dérive sont alors compris entre 350 ns et  $3.0 \mu\text{s}$ .

Après la grille de Frish, les électrons sont amplifiés à l'approche des fils d'amplification. Les ions produits autour des fils d'amplification induisent un signal sur les pads situés en haut de la chambre. Chaque chambre comporte deux plans de 64 pads de 49.5 mm de long (suivant Z), et larges de 6 mm (X), séparés par un interpad de 0.5 mm (pas de 6.5 mm). Les pads des deux plans d'une chambre sont disposés en quinconce (voir figure 2.22) afin d'améliorer la reconstruction en position suivant X. Les signaux induits sur les pads permettent de mesurer la projection de la trajectoire dans le plan (X,Z). Une description du fonctionnement des chambres à dérive est détaillée dans la référence [56].

La résolution intrinsèque des chambres à dérive est d'environ  $\delta X = 400 \mu\text{m}$  LTMH en position horizontale, et de  $\delta Y = 1 \text{ mm}$  en verticale LTMH.

Pour réduire au maximum le straggling angulaire dans les chambres, le détecteur a été conçu de manière à minimiser le nombre de fenêtres : les deux chambres sont accolées l'une à l'autre afin de n'avoir qu'un seul volume de gaz  $C_4H_{10}$  contenu par deux feuilles de Mylar délimitant les faces arrière et avant du détecteur (voir schéma 2.21).

Les signaux des pads sont traités par une électronique de type GASSIPLEX (GAS Silicon multiPLEXing chip) et multiplexés pour être envoyés aux codeurs. Un GASSIPLEX est un ASIC (Application Specific Integrated Circuit) qui contient

- un préamplificateur de charge
- un filtre de mise en forme
- un dispositif de stockage ("Track and Hold") de l'amplitude du signal.

Les circuits GASSIPLEX sont implantés deux par deux sur des cartes 32 voies développées au CEA-DSM/DAPNIA/SEDI. Ces cartes sont situées sur le détecteur, au dos des plans de pistes.

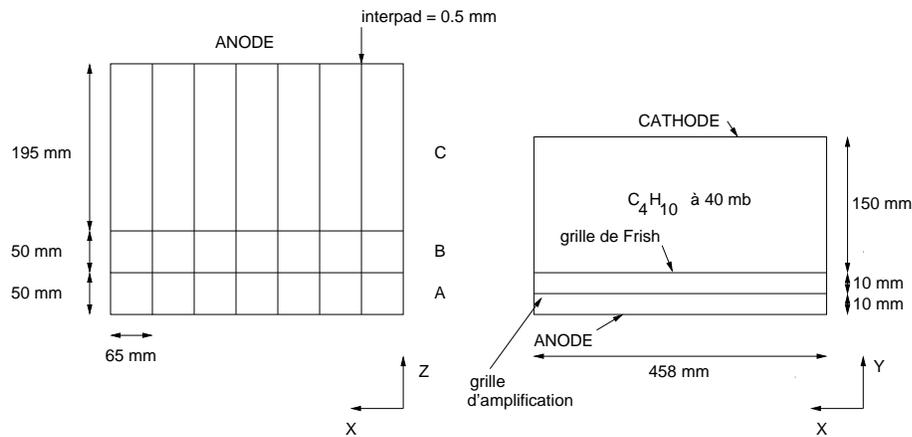


FIG. 2.23 – Schéma de la chambre à ionisation de VAMOS. Les tensions indiquées sont celles appliquées au cours de l'expérience avec le faisceau de  $^{26}\text{Ne}$ .

Le séquençage et le codage sont effectués par les modules VME Caen C-RAMS (Caen-Readout for Analogic Multiplexed Signals) V551B et V550, respectivement. Le temps de lecture des voies est d'environ  $1 \mu\text{s}$  par voie, soit environ  $150 \mu\text{s}$  dans le cas de notre expérience où tous les signaux de chaque chambre sont chaînés ensemble. Ce temps relativement long est la principale limitation au taux d'acquisition possible avec VAMOS : jusqu'à environ 3000 pps pour avoir un temps mort raisonnable. Il est toutefois possible de gagner jusqu'à un facteur 4 dans le temps de lecture des signaux multiplexés en lisant les cartes 32 voies en parallèle.

### 2.5.3.2 Chambre à ionisation

La chambre à ionisation est utilisée pour fournir une perte d'énergie  $\Delta E$  des produits de réaction. Cette perte d'énergie est utilisée pour l'identification des éjectiles.

La chambre à ionisation est remplie de  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  à 40 mb (30 Torr). Son fonctionnement est proche de celui des chambres à dérive, l'amplification des fils étant ici dans un régime proportionnel. Ainsi, un noyau qui passe à travers la chambre ionise le gaz sur son passage. Les électrons issus de l'ionisation dérivent sous l'effet d'un champ uniforme vers la grille de Frish (voir figure 2.23). Ils sont ensuite amplifiés au niveau des fils d'amplification ; les ions produits par l'amplification dérivent ensuite vers l'anode et sont collectés par les pads. La charge recueillie par les pads permet de mesurer la perte d'énergie du noyau dans la chambre.

La résolution en énergie (LTMH) est de 7.2% et 8.0 % pour les deux premières rangées de pads, et de 5.3% pour la dernière rangée. Ces résolutions ont été mesurées au cours de l'expérience avec un faisceau de  $^{16}\text{O}$  à 9.45 MeV/u.

Le tableau 2.8 contient les pertes d'énergie dans la dernière rangée (195 mm de profondeur) de la chambre à ionisation calculées avec le programme LISE<sup>++</sup> pour trois isobares  $^{27}\text{Na}^{10+}$ ,  $^{27}\text{Ne}^{10+}$ ,  $^{25}\text{F}^{9+}$  au même  $B\rho = 1 \text{ T.m}$  ( $E \simeq 6.5 \text{ MeV/u}$ ). Le  $B\rho$  considéré est typique de ceux considérés pendant l'expérience. La résolution de la chambre à ionisation est de loin suffisante pour séparer en Z les produits de la réaction.

	E (MeV/u)	$\Delta E$ (MeV)	écart relatif (%)
$^{27}\text{Na}^{10+}$	6.6	15.2	19.7
$^{27}\text{Ne}^{10+}$	6.6	12.7	0
$^{25}\text{F}^{9+}$	6.2	10.9	-14.2

TAB. 2.8 – Pertes d'énergie théoriques (calculées avec le programme LISE<sup>++</sup>) dans la dernière rangée de la chambre à ionisation pour les  $^{27}\text{Na}^{10+}$ ,  $^{27}\text{Ne}^{10+}$ , et  $^{25}\text{F}^{9+}$  à  $B\rho = 1$  T.m.

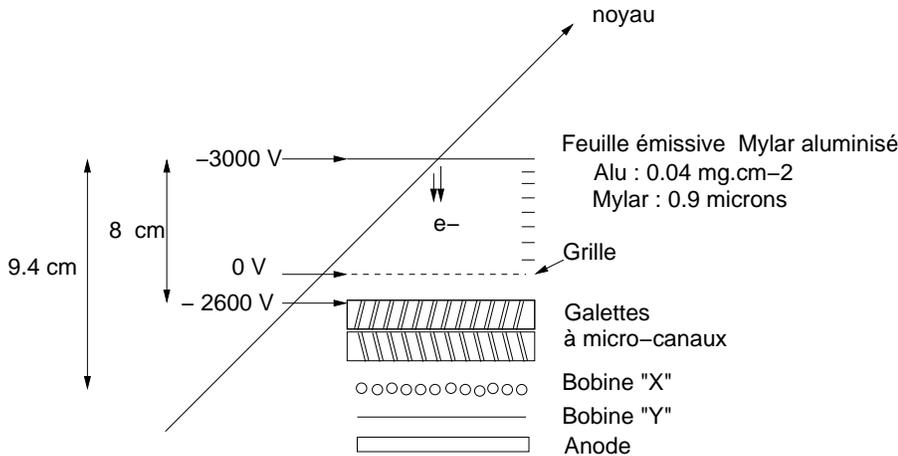


FIG. 2.24 – Schéma de la galette à  $\mu$ -canaux.

### 2.5.3.3 Le plastique

Le plastique scintillant placé derrière la chambre à ionisation arrête les éjectiles. Il sert de déclenchement pour l'acquisition de VAMOS. La lumière est amplifiée par deux photomultiplicateurs placés à chaque extrémité du plastique.

## 2.6 La galette à micro-canaux

La galette à  $\mu$ -canaux située en amont de la cible a été utilisée pour mesurer les temps de vol des éjectiles entre la cible et le plastique en fin de détection de VAMOS, le temps de vol de  $^{26}\text{Ne}$  entre la galette et la cible étant une constante pour tous les événements. La figure 2.24 indique son fonctionnement. Le passage d'un noyau à travers la feuille émissive arrache des électrons de cette dernière. Ces électrons sont accélérés jusqu'à une grille devant les galettes. Ils sont ensuite ralentis de manière à avoir une énergie qui optimise la multiplication dans les galettes[57]. La première galette à  $\mu$ -canaux est située à  $\sim 8$  cm de la feuille émissive. Deux galettes sont disposées l'une à la suite de l'autre pour augmenter l'amplification. Les mesures de temps sont effectuées à partir d'un signal recueilli sur la première galette. Les électrons multipliés induisent des signaux sur des bobines de fils placées en quinconce : l'une sert à mesurer la position en X, l'autre en Y. Au cours de l'expérience, nous ne nous sommes pas servi de la mesure de position.

L'efficacité des galettes pour la mesure de temps est proche de 100 %.

## 2.7 Electronique et logique de déclenchement

L'électronique est la base du codage des signaux, de la logique de déclenchement, et de la construction des événements. L'expérience telle qu'elle est conçue couple deux systèmes d'acquisition : celui de VAMOS et celui d'EXOGAM. Le déclenchement des deux acquisitions est le suivant :

- l'acquisition de VAMOS est déclenchée par le plastique situé en fin de détection du plan focal. Afin de minimiser l'importance des déclenchements dus à la radioactivité  $\beta$ , une coïncidence avec la galette à  $\mu$ -canaux en amont de la cible est demandée. La relativement faible intensité (environ 3000 pps) du faisceau de  $^{26}\text{Ne}$  permet de transmettre entièrement le faisceau dans VAMOS sans provoquer de temps mort important.
- La radioactivité de la salle d'expérience est trop importante pour qu'EXOGAM soit déclenché par lui même. De plus, n'ont d'intérêt que les événements  $\gamma$  qui peuvent être associés à un éjectile identifié dans VAMOS : il a donc été décidé qu'EXOGAM serait en esclave de VAMOS. C'est-à-dire qu'un événement est codé dès que le plastique en coïncidence avec la galette à  $\mu$ -canaux située en amont de la cible est touché.

Ainsi, un événement EXOGAM sera toujours en coïncidence avec un noyau dans VAMOS. Cette sélection des événements traités est rendue possible grâce à la structure électronique de couplage entre les acquisitions de VAMOS et EXOGAM représentée sur la figure 2.25.

Le couplage s'effectue par l'intermédiaire de deux modules électroniques clefs : le *centrum* (module VXI) et le *merge* (module VME). Le *centrum* corrèle deux flots de données issus de VAMOS et d'EXOGAM et correspondant à un même événement physique (par exemple, un  $^{27}\text{Ne}$  détecté dans VAMOS, et un (ou plusieurs)  $\gamma$  de décroissance de ce même  $^{27}\text{Ne}$  détecté(s) dans EXOGAM). Le *merge* concatène ces deux événements électroniques pour construire l'événement final qui sera mis sur bande.

### 2.7.1 Rôle du *centrum*

Chaque acquisition possède un module *centrum* situé dans son châssis VXI qui contient le module de déclenchement : le GMT (Ganil Master Trigger) pour VAMOS et le trigger MK2 pour EXOGAM. Lorsqu'un événement déclenche l'acquisition maîtresse (VAMOS dans notre cas), le déclenchement est fourni au module *centrum* par le fond de panier du châssis. Le *centrum* crée alors un numéro d'événement (N+1 par rapport à l'événement précédent) qui sera attaché aux données dans l'événement VAMOS. Le déclenchement d'EXOGAM exige qu'au moins un  $\gamma$  ait été détecté et que VAMOS ait déclenché (signal FTA du GMT de VAMOS en entrée du module MK2 d'EXOGAM). Lorsque les conditions de déclenchement sont remplies, le *centrum* esclave d'EXOGAM est averti par le module MK2, et lance une requête du numéro d'événement au *centrum* maître de VAMOS *via* un câble de liaison directe entre les deux modules. Ce dernier lui transmet alors par ce même câble le numéro d'événement. De la même manière que pour VAMOS, ce numéro d'événement est attaché au flot de données d'EXOGAM.

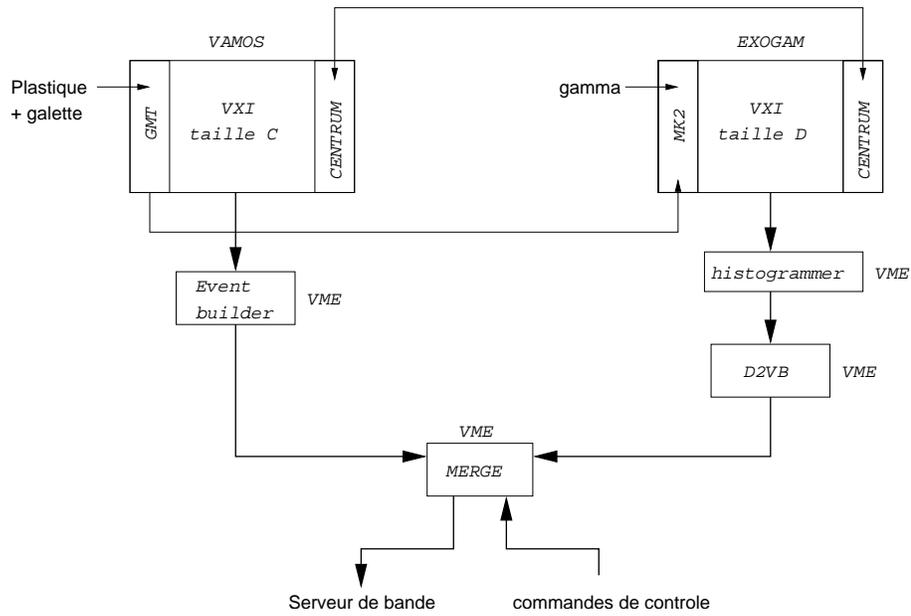


FIG. 2.25 – Schéma du couplage des acquisitions de VAMOS et EXOGAM.

### 2.7.2 Concaténation des deux flots de données

Les deux flots de données sont transmis (séparément) *via* des liaisons ethernet au *merge*. Ils sont emmagasinés dans des buffers et classés par numéro d'événement. La corrélation de deux événements VAMOS et EXOGAM se fait par le numéro d'événement ; les deux flots de données sont alors associés par le module pour construire l'événement global.

# Chapitre 3

## Analyse du plan focal de VAMOS

L'analyse de l'expérience consiste en premier lieu à identifier l'éjectile lourd de la réaction (le  $^{27}\text{Ne}$  dans le cas de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ ), à mesurer son énergie et son angle de diffusion en sortie de cible, puis à analyser les informations du spectre  $\gamma$  correspondant. Dans ce chapitre, la méthode d'identification des éjectiles est exposée. La reconstruction du plan focal de VAMOS pour obtenir les distributions angulaires des éjectiles est présentée et validée sur la réaction de calibration  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ . Nous verrons que nous n'avons pas pu obtenir les distributions angulaires des éjectiles détectés dans VAMOS lors de la prise de données avec le faisceau de  $^{26}\text{Ne}$ . Ce dernier point est discuté.

### 3.1 Données du plan focal

Les informations recueillies au plan focal de VAMOS sont utilisées pour identifier les éjectiles et reproduire leurs caractéristiques en sortie de cible. La mesure des différentes informations telles que le temps de vol de l'éjectile, positions et angles d'incidence dans les chambres à dérive, et pertes d'énergie dans la chambre d'ionisation est détaillée dans cette partie.

#### 3.1.1 Temps de vol

Au cours de l'expérience nous avons mesuré deux temps de vol :

- entre la galette à  $\mu$ -canaux ("stop") placée en amont de la cible et le plastique ("start") de VAMOS. Le temps de vol mesuré est de l'ordre de 250 ns (8 m de vol à  $\beta=0.1$ ). La résolution en temps est de 350 ps LTMH.
- entre la Haute Fréquence (HF) du cyclotron CIME ("start") et le plastique ("stop"). La période de la HF est de 74.7 ns, soit une fréquence  $f=13385$  MHz. La résolution en temps est de 1.5 ns environ.

La mesure de temps avec la galette à  $\mu$ -canaux a l'avantage de donner une mesure de temps de vol absolu, contrairement à la mesure de temps avec la HF qui donne un temps relatif *modulo* la période de la HF. De plus, les temps mesurés avec la galette présentent une meilleure précision que ceux mesurés avec la HF.

Cependant, au cours de l'expérience la galette à  $\mu$ -canaux a présenté quelques inconvénients en ce qui concerne son déclenchement. Pour environ 1% des événements, la galette à  $\mu$ -canaux déclenchait avec 4.5(3) ns "d'avance" par rapport à la majorité des

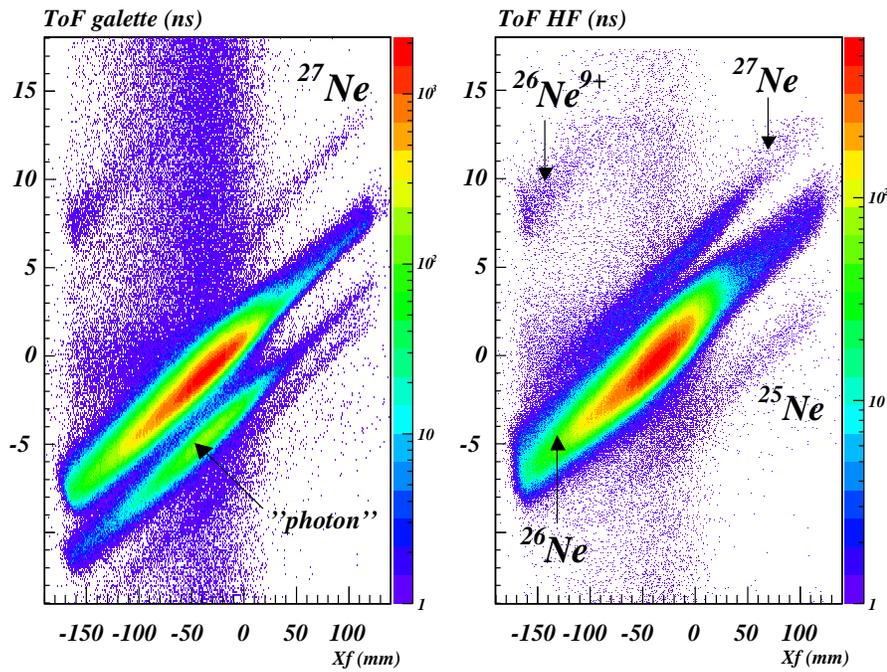


FIG. 3.1 – Correspondance entre les temps de vol mesurés avec la gallette à  $\mu$ -canaux et la HF. L'étalonnage en temps fait en sorte que, dans les deux cas, les temps de vol évoluent identiquement avec  $X_f$  (équivalent au plastique en stop).

événements. Cet effet, indésirable dans notre cas, est visible sur la figure 3.1 qui compare les temps de vol des éjectiles mesurés avec la galette et avec la HF : la zone notée "photon" est absente du spectre de temps de vol mesuré avec la HF. Les événements correspondants appartiennent à la zone " $^{26}\text{Ne}$ " du spectre HF. Au passage de la feuille émissive, des électrons sont émis et accélérés jusqu'aux galettes. Des  $\gamma$  sont aussi émis, et peuvent provoquer un signal en avance par rapport aux électrons. Une analyse de ces événements (position dans le plan focal, perte d'énergie dans la chambre d'ionisation, spectroscopie  $\gamma$ ) montre qu'ils correspondent bien au  $^{26}\text{Ne}$ . Nous reviendrons plus loin sur l'interprétation de ces matrices d'identification.

Le décalage en temps  $\Delta t$  entre les deux signaux est la différence de temps de parcours des électrons ( $\Delta t_e$ ) et des photons ( $\Delta t_\gamma$ ) entre la feuille émissive et la galette à  $\mu$ -canaux distantes de  $D = 8$  cm :  $\Delta t = \Delta t_e - \Delta t_\gamma$ . Le temps de parcours  $\Delta t_e$  des électrons peut être calculé par la relation de Newton :

$$\begin{aligned} m_{e^-} \frac{d^2 x}{dt^2} &= q_{e^-} E \\ \Rightarrow D &= \frac{q_{e^-}}{2m_{e^-}} E (\Delta t_e)^2 \\ \Rightarrow \Delta t_e &= \sqrt{\frac{2m_{e^-} c^2}{q_{e^-} V}} D \end{aligned} \quad (3.1)$$

où  $V$  est la différence de potentiel entre la feuille émissive et la galette à  $\mu$ -canaux, et  $E$  la norme du champ électrique résultant. Les paramètres de l'expérience (voir figure 2.24) donnent

$$\begin{aligned} \Delta t_e &= 4.9 \text{ ns} \\ \Delta t_\gamma &= 0.3 \text{ ns} \\ \Rightarrow \Delta t &\simeq 4.6 \text{ ns} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Cette valeur est compatible avec la valeur expérimentale de 4.5(3) ns.

Le seuil de déclenchement de la galette était bas : beaucoup de particules du faisceau ont un temps incorrect dû à un déclenchement fortuit de la galette à  $\mu$ -canaux. Sur la partie gauche de la figure 3.1, ces événements ont une position  $X_f \in [-50; 0]$  mm au plan focal correspondante à celle du faisceau, avec un temps de vol décorrélé.

Pour ces raisons, nous avons utilisé les deux mesures de temps de vol pour l'identification : le temps mesuré avec la HF pour "nettoyer" les impuretés de la galette à  $\mu$ -canaux et le temps mesuré avec la galette à  $\mu$ -canaux pour bénéficier de la meilleure séparation des noyaux et d'une identification plus facile.

### 3.1.2 Mesure des positions et des angles au niveau des chambres à dérive

La trajectoire d'un éjectile détecté dans VAMOS est définie par quatre grandeurs mesurées au niveau des chambres à dérive : positions et angles de passage horizontaux ( $X_f, \theta_f$ ) et verticaux ( $Y_f, \phi_f$ ). Les  $X_f$  et  $Y_f$  sont définis par rapport au milieu des deux chambres à dérive. Les angles  $\theta_f$  et  $\phi_f$  sont définis par rapport à une trajectoire de référence le long de l'axe Oz (voir figure 3.2). Soulignons que les grandeurs  $X_f, Y_f, \theta_f$  et  $\phi_f$  sont mesurées au niveau des chambres à dérive et ne sont pas à proprement parler les caractéristiques au plan focal : le plan focal de VAMOS n'est pas le plan xOy situé au milieu des deux chambres à dérive mais une surface dont la normale fait environ  $80^\circ$  avec l'axe optique.

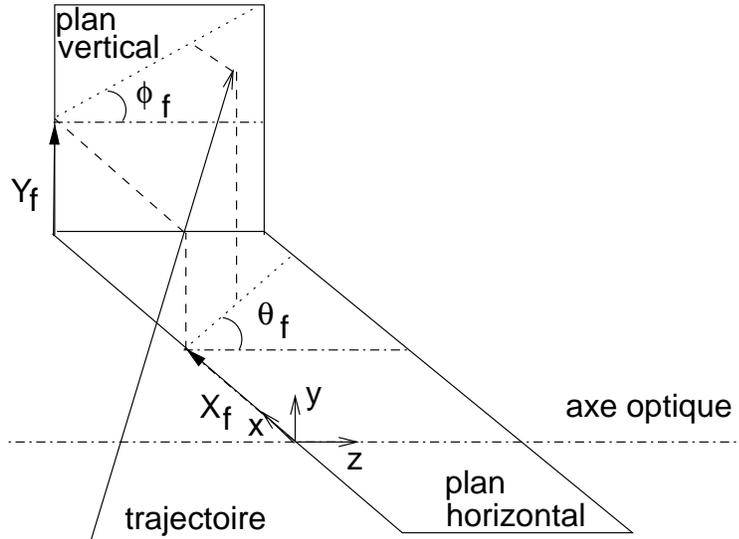


FIG. 3.2 – Représentation des positions et angles mesurés au niveau des chambres à dérive :  $X_f$ ,  $\theta_f$ ,  $Y_f$ , et  $\phi_f$ .

### 3.1.2.1 Coordonnée $X_f$ et angle horizontal $\theta_f$

La géométrie des chambres à dérive nous permet de mesurer quatre positions horizontales des éjectiles. L'abscisse  $X^i$   $\{i=1,2,3,4\}$  pour chaque plan de pads est déterminée à partir des charges recueillies sur les pads. La méthode de reconstruction de l'abscisse de passage  $X^i$  est la suivante :

- on cherche le pad  $j$  à l'abscisse  $p_j^i$  qui a recueilli la plus grande charge  $q_j^i$ .
- On vérifie que les charges  $q_{j-1}^i$  et  $q_{j+1}^i$ , recueillies par ses deux plus proches voisins (aux abscisses  $p_{j-1}^i$  et  $p_{j+1}^i$ ), sont les deux autres plus grandes charges sur la rangée  $i$  de pads. Si tel n'est pas le cas, on ne reconstruit pas l'abscisse.
- On se restreint à ne prendre en compte que les événements de multiplicité 1, l'empilement étant très faible.
- L'abscisse de passage  $X^i$  est pris comme le maximum de la sécante hyperbolique qui ajuste les charges des trois pads considérés, suivant la relation

$$X^i = p_j^i + (p_j^i - p_{j-1}^i) \frac{\ln\left[\frac{1+\rho}{1-\rho}\right]}{2z} \quad (3.3)$$

où on a

$$\alpha = \sqrt{q_j^i / q_{j+1}^i} \quad (3.4)$$

$$\beta = \sqrt{q_j^i / q_{j-1}^i} \quad (3.5)$$

$$z = \ln\left(\frac{1}{2}(\alpha + \beta) + \sqrt{\left(\frac{1}{2}(\alpha + \beta)\right)^2 - 1}\right) \quad (3.6)$$

$$\rho = \frac{(\alpha - \beta)}{2 \sinh(z)} \quad (3.7)$$

Les événements retenus sont ceux pour lesquels les quatre abscisses de passage ont pu être déterminées. Une régression linéaire des quatre abscisses  $X^i$  obtenues en fonction des positions  $Z^i$  des plans de pads permet de caractériser la trajectoire dans le plan horizontal

$$X = \tan(\theta_f)Z + b \quad (3.8)$$

On en déduit l'abscisse de passage  $X_f$  et l'angle de déviation horizontale  $\theta_f$  par rapport à l'axe optique Oz.

L'efficacité de reconstruction de la méthode est de 96 % : les 4 % non reconstruits contiennent les événements d'empilement rejetés et l'inefficacité intrinsèque des chambres à dérive.

### 3.1.2.2 Coordonnée verticale $Y_f$ et angle vertical $\phi_f$

L'ordonnée de passage  $Y_f$  au milieu des chambres à dérive et l'angle d'incidence vertical  $\phi_f$  sont obtenus à partir de la mesure du temps de dérive par rapport au déclenchement (plastique) pour les deux chambres à dérive. De la même manière que pour le plan horizontal, la mesure d'ordonnées  $Y^{k=1,2}$  pour chaque chambre à dérive permet de paramétrer la projection de la trajectoire dans un plan vertical

$$Y = \tan(\phi_f)Z + d \quad (3.9)$$

On en déduit l'ordonnée de passage  $Y_f$  au milieu des deux chambres à dérive et l'angle de déviation verticale  $\phi_f$  par rapport à l'axe optique Oz.

### 3.1.3 Pertes d'énergie

Les pertes d'énergie mesurées dans la chambre d'ionisation permettent de déterminer le nombre de protons  $Z$  des éjectiles. Nous avons considéré uniquement la dernière rangée de pads de la chambre d'ionisation qui, grâce à leur plus grande taille, présentent une meilleure résolution que les deux autres rangées. L'efficacité de détection est de 97 % pour des isotopes de néon à 10 MeV/u.

La figure 3.3 montre la perte d'énergie pour des événements de  $^{26}\text{Ne}$  en fonction de l'abscisse de passage dans les chambres à dérive. On remarque qu'à certains endroits de la matrice, les pertes  $\Delta E$  chutent brusquement. Cet effet est dû à une perte dans la collection des charges au niveau des interpads de la chambre d'ionisation dont la position est indiquée par des traits pointillés.

Deux explications peuvent être avancées pour expliquer ce défaut de collection :

- une perte de charges à l'interpad de 0.5 mm de large,
- une influence du signal reçu par un pad sur son voisin qui se soustrait au signal dû à la charge recueillie (couplage capacitif).

Une autre chambre à ionisation qui ne présente pas cet inconvénient est actuellement utilisée pour la détection de VAMOS.

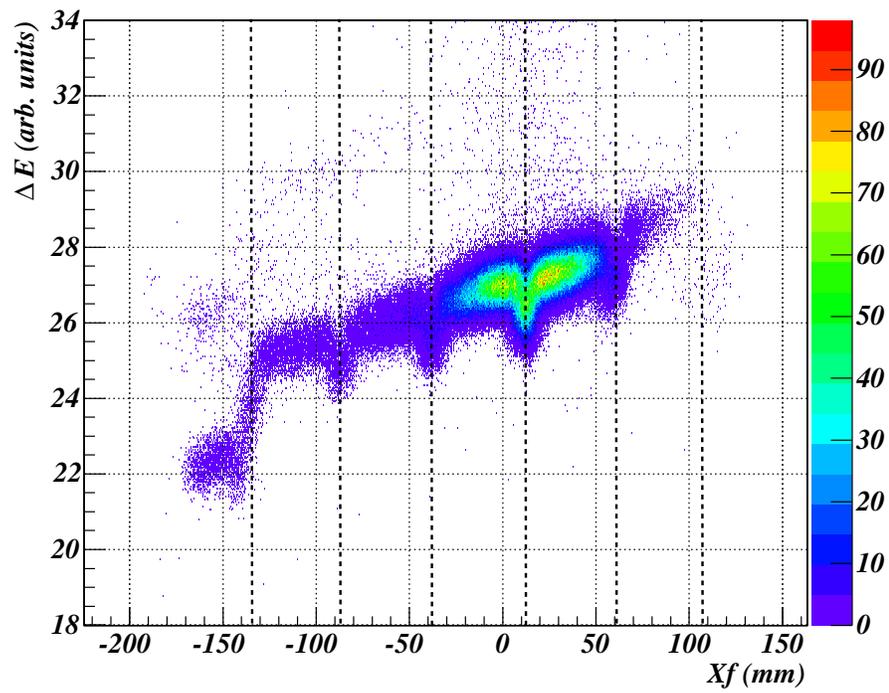


FIG. 3.3 – Perte d'énergie dans la dernière rangée de pads de la chambre d'ionisation de VAMOS en fonction de l'abscisse  $X_f$ . Les traits verticaux marquent la position des interpads.

## 3.2 Identification

L'identification de l'éjectile est obtenue par les informations issues de la détection du spectromètre magnétique VAMOS. Le temps de vol (ToF) de l'éjectile entre la galette à  $\mu$ -canaux placée en amont de cible et le plastique, l'abscisse  $X_f$  équivalente à la rigidité magnétique  $B\rho$ , et la perte d'énergie ( $\Delta E$ ) dans la chambre d'ionisation permettent une identification sans ambiguïté *via* les matrices ToF- $X_f$  et  $\Delta E$ -ToF.

Les relations approchées, qui relient la masse  $A$ , la charge  $Q$  et le nombre de protons  $Z$  aux grandeurs ToF,  $\Delta E$  et  $B\rho$ , en éliminant l'énergie cinétique  $E$  sont :

$$Z \propto \frac{\sqrt{\Delta E}}{ToF} \quad (3.10)$$

$$\frac{A}{Q} \propto B\rho \times ToF \quad (3.11)$$

Etant donnée l'acceptance en moment de VAMOS, un nombre restreint d'états de charge  $Q$  sont présents dans le plan focal. Le faisceau et les éjectiles produits sont épluchés par la traversée de la cible et des fenêtres de Mylar. Pour le  $^{26}\text{Ne}$ , on a  $Q=Z=10$  à environ plus de 90 % dans le plan focal,  $Q=Z-1=9$  à moins de 10 %, et aucun autre état de charge détecté. sont présents dans le plan focal. Une identification en  $Z$  et  $A/Q$  permet, dans notre expérience, de mesurer sans ambiguïté les  $A$ ,  $Z$  et  $Q$  des noyaux dans le plan focal. Le taux d'épluchage complet est identique pour les autres noyaux.

### 3.2.1 Sélection des événements VAMOS-EXOGRAM

Les coïncidences fortuites entre la galette à  $\mu$ -canaux et le plastique de VAMOS polluent les spectres en temps d'identification. La présence de  $\gamma$  dans l'événement et une fenêtre sur la corrélation en temps entre le plastique de VAMOS et EXOGAM (figure 3.4) permettent de nettoyer les spectres d'identification. L'effet est visible en comparant les figures 3.6 et 3.1.

Le temps de corrélation est une information fournie par EXOGAM : il correspond au temps entre la sortie temps du discriminateur à fraction constante du cristal touché (start) et l'acceptation de l'événement envoyé par VAMOS (stop du plastique) *via* le module *centrum*. La sélection en temps permet de réduire le bruit de fond à basse énergie sur les spectres  $\gamma$  dû aux coïncidences fortuites entre VAMOS et EXOGAM.

L'utilisation de discriminateurs à fraction constante (CFD) pour les temps d'EXOGRAM permet de s'affranchir de la dépendance entre l'énergie de la transition et l'instant de déclenchement du discriminateur : c'est l'effet "walk". Il se peut que les  $\gamma$  de basse énergie, malgré l'utilisation de CFD, présentent tout de même un effet "walk". Nous avons vérifié que la fenêtre de la figure 3.4 ne coupe pas les  $\gamma$  de basse énergie des noyaux d'intérêt.

### 3.2.2 Méthode d'identification

#### 3.2.2.1 Identification en $Z$

Une identification en  $Z$  des différents noyaux du plan focal est effectuée grâce à la matrice  $\Delta E$ -ToF de la partie gauche de la figure 3.5. D'après la relation 3.10, on a :  $\Delta E$

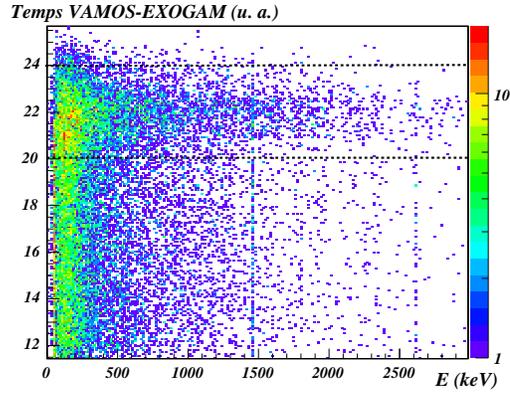


FIG. 3.4 – Temps de corrélation entre EXOGAM et VAMOS (voir texte) en fonction de l'énergie des  $\gamma$ . Les traits horizontaux délimitent la région considérée pour les événements traités.

$(\Delta Z/Z_{Ne})^2$	exp.	théo.
Na	$0.18 \pm 0.04$	0.21
F	$-0.16 \pm 0.04$	-0.19

TAB. 3.1 – Espacements expérimentaux et théoriques entre les paraboles de la matrice d'identification  $\Delta E$ -ToF.

$\propto Z^2$  ToF<sup>2</sup>. On distingue clairement trois zones correspondant chacune à un  $Z$  spécifique. Les espacements relatifs entre les trois régions sont compatibles avec les valeurs théoriques (tableau 3.1). La partie droite de la figure 3.5 présente la perte d'énergie  $\Delta E$  pour les événements dont le temps de vol ToF est compris entre -5 ns et 5 ns (voir figure de gauche). A la différence de la figure de gauche, aucune coincidence avec EXOGAM n'est exigée : les événements du faisceau ( $Z = 10$ ) sont facilement localisables dans le pic le plus peuplé, ce qui fournit une bonne assignation en  $Z$ .

Les matrices d'identification permettent de séparer les isotopes de sodium, néon, et fluor. Des erreurs d'identification, localisées en  $X_f$ , peuvent se produire à cause du défaut de collection de charge aux interpads de la chambre d'ionisation (figure 3.3).

### 3.2.2.2 Identification en A/Q

La matrice d'identification ToF- $X_f$  en coincidence avec des  $\gamma$  présente très clairement différents noyaux dans le plan focal (figure 3.6). Chaque zone correspondant à un noyau couvre quasiment tout le plan focal en  $B\rho$  avec une faible dispersion en temps de vol. Cette extension en  $X_f$  est due à l'épaisseur de cible utilisée. Suivant le lieu de la réaction, la perte d'énergie de l'éjectile (et du projectile) dans la cible et le  $B\rho$  de sortie seront différents. Pour la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ , un calcul de perte d'énergie avec le programme LISE<sup>++</sup>, en considérant la réaction en début de cible ou en fin de cible, donne une extension à  $0^\circ$  dans le plan focal de 5.6 % en  $B\rho$ . Le *straggling* en moment dans la cible pour  $^{26}\text{Ne}$  est de l'ordre de 1% LTMH.

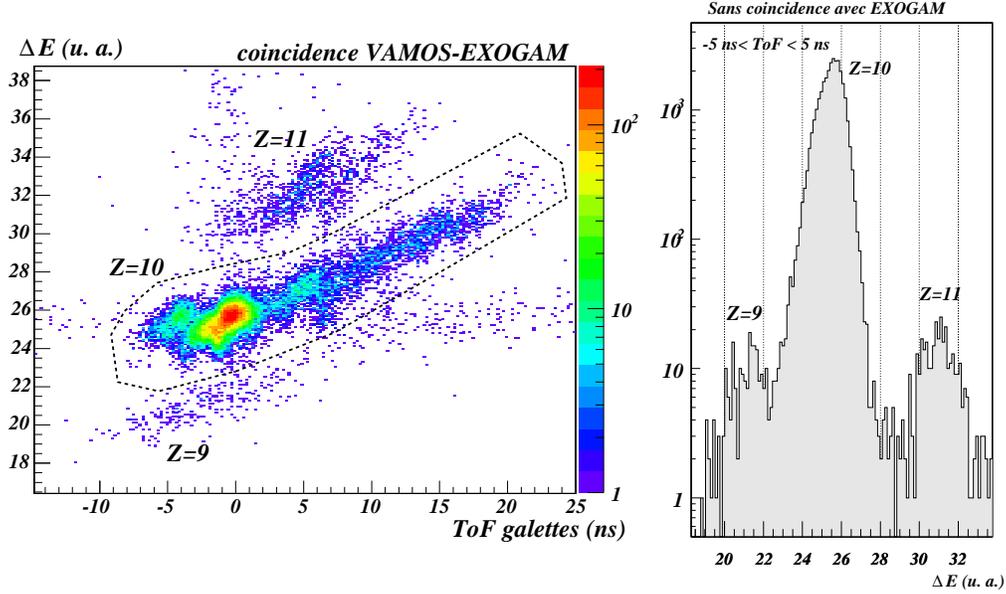


FIG. 3.5 – Gauche : matrice d'identification  $\Delta E$ -ToF. Les événements considérés sont en coincidence avec EXOGAM. L'origine des temps est arbitraire. Droite : spectre de perte d'énergie  $\Delta E$  pour  $\text{ToF} \in [-5; 5]$  ns sans coincidence avec EXOGAM.

Ces deux contributions aboutissent, dans le cas du  $^{27}\text{Ne}$ , à une extension d'environ 6 % en  $B\rho$  dans le plan focal. C'est typiquement ce qui est observé sur la figure 3.6 : l'extension de  $^{27}\text{Ne}$  en  $X_f$  représente les 2/3 du plan focal ( $\pm 5\%$ ).

Un contour indique la position de  $^{27}\text{Ne}$  sur la figure 3.6.

L'identification en  $A/Q$  des différents isotopes de néons de la figure 3.6 est présentée sur la partie gauche de la figure 3.7. Le spectre en  $A/Q$  est obtenu en projetant sur ToF la tranche  $X_f \in [50; 70]$  mm puisque, d'après l'équation 3.11,  $A/Q \propto \text{ToF}$  à  $B\rho$  fixé. ToF est ensuite paramétrisé pour ajuster les  $A/Q$  des  $^{26}\text{Ne}^{10+}$  et  $^{27}\text{Ne}^{10+}$ . Le tableau de la figure 3.7 montre les résultats de cette paramétrisation pour tous les autres noyaux présents. Nous avons procédé de la même manière pour identifier les isotopes de fluor et de sodium produits.

Le tableau 3.2 contient la statistique totale, après sélection, obtenue au cours de l'expérience pour les spectres  $\gamma$  de désexcitation des noyaux les plus produits. Cette statistique comprend les événements de multiplicité 1 et les événements Compton de multiplicité 2 (événements de multiplicité 2 dans deux cristaux adjacents) dans EXOGAM.

La détection du plan focal de VAMOS permet ainsi de séparer dans le plan focal les noyaux produits. En plus de  $^{27}\text{Ne}$ , nous avons, entre autres, isolé le  $^{25}\text{Ne}$  et le  $^{27}\text{Na}$  dont les spectroscopies seront discutées au chapitre 5.

### 3.3 Distributions angulaires des éjectiles

La distribution angulaire des éjectiles permet d'obtenir le moment angulaire transféré au cours de la réaction. La méthode de reconstruction du plan focal de VAMOS est présentée

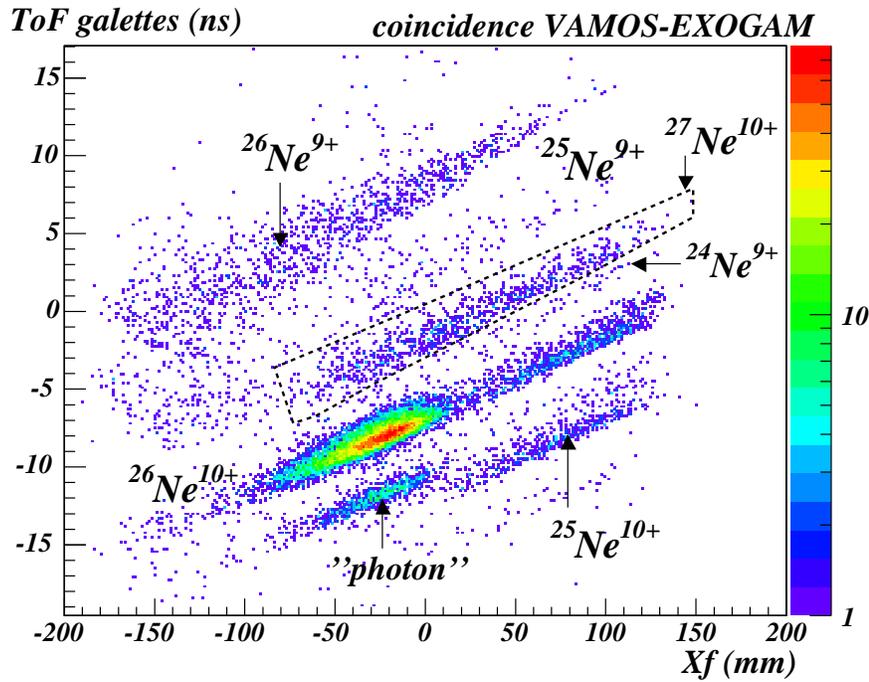
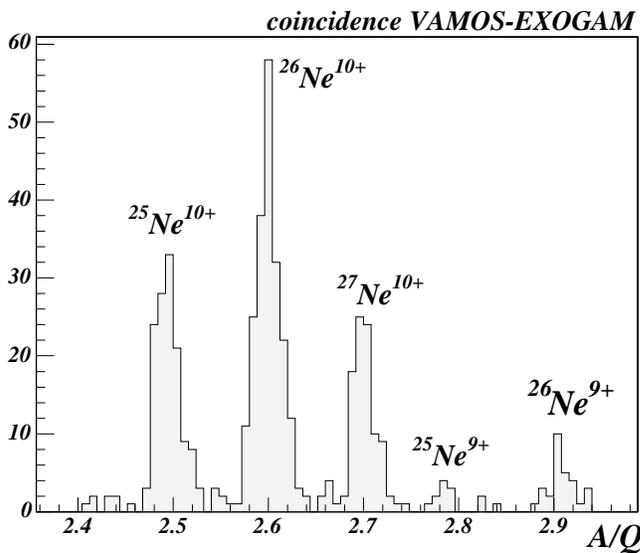


FIG. 3.6 – Matrice d’identification ToF (ns)-  $X_f$  (mm) obtenue avec VAMOS et conditionnée par EXOGAM pour une partie de la statistique. Les événements  $Z = 10$  ont été préalablement sélectionnés par un contour dans la matrice  $\Delta E$ - $X_f$ . Le contour en pointillés indique la position du  $^{27}\text{Ne}$ .



Noyau	$\frac{A}{Q}$	
	théo.	exp.
$^{27}\text{Ne}^{10+}$	2.70	2.70
$^{26}\text{Ne}^{10+}$	2.60	2.60
$^{25}\text{Ne}^{10+}$	2.50	2.495(7)
$^{26}\text{Ne}^{9+}$	2.89	2.901(5)
$^{25}\text{Ne}^{9+}$	2.78	2.786(7)

FIG. 3.7 – Détermination expérimentale de  $A/Q$  pour les noyaux de néon présents dans le plan focal (gauche) et comparaison aux valeurs théoriques (droite).

noyau	statistique
$^{27}\text{Ne}$	3621
$^{26}\text{Ne}$	31190
$^{25}\text{Ne}$	2662
$^{27}\text{Na}$	564
$^{26}\text{Na}$	1449
$^{25}\text{F}$	216
$^{23}\text{F}$	1043

TAB. 3.2 – Statistique des spectres  $\gamma$  de désexcitation de différents noyaux produits au cours de l'expérience.

dans cette partie, ainsi que son application à la réaction de référence  $^{16}\text{O}(\text{d,p})^{17}\text{O}$ . Nous discutons finalement les problèmes rencontrés dans le cas du faisceau de  $^{26}\text{Ne}$ .

### 3.3.1 Reconstruction du plan focal

Les informations recueillies au niveau du plan focal permettent de remonter aux angles  $\theta$  et  $\phi$  et au  $B\rho$  de l'éjectile en sortie de cible. Dans le plan focal de VAMOS, nous avons accès aux angles d'émission  $\theta_f$  dans le plan horizontal, et  $\phi_f$  dans le plan vertical, aux abscisse et ordonnée  $X_f$  et  $Y_f$  du passage de l'éjectile au niveau des chambres à dérive. La reconstruction du plan focal consiste à obtenir une paramétrisation de  $\theta$ ,  $\phi$  et  $B\rho$  en fonction des  $\theta_f, \phi_f, X_f$  et  $Y_f$  mesurés dans les chambres à dérive, après le dipôle.

La matrice de transfert, qui relie les caractéristiques de l'éjectile en sortie de cible aux informations du plan focal, contient des termes non linéaires importants dues aux grandes acceptances en moment et en angle. Ainsi, la paramétrisation de  $\theta$  peut se développer sous la forme :

$$\theta = \left(\frac{\theta}{\theta_f}\right)\theta_f + \left(\frac{\theta}{X_f}\right)X_f + \left(\frac{\theta}{\theta_f^2\phi_f}\right)\theta_f^2\phi_f + \dots \quad (3.12)$$

où la notation standard  $\frac{\theta}{\theta_f}$  est le nombre qui caractérise la dépendance au premier ordre de  $\theta$  par rapport à  $\theta_f$  (agrandissement en  $\theta$ ). Le terme  $\frac{\theta}{\theta_f^2\phi_f}$  est un exemple de terme non linéaire d'ordre 3. Ces termes d'ordre supérieur ne peuvent pas être négligés pour reconstruire correctement le plan focal de VAMOS.

#### 3.3.1.1 Méthode d'étalonnage

Pour étalonner le plan focal de VAMOS, nous avons effectué des mesures avec un faisceau de  $^{16}\text{O}$  sur une cible d'or ( $250 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) et une grille placée entre la cible et VAMOS, à 755 mm de la cible. Le faisceau d'oxygène était à 9.45 MeV/u, soit  $B\rho_0 = 0.887 \text{ T}\cdot\text{m}$ . La grille est représentée sur le schéma 3.8 : elle est constituée de trous (1 mm de diamètre) espacés de 10 mm, ce qui correspond dans le cas du montage, à un pas en angle de 13.24 mrad en horizontal ( $\theta$ ) et en vertical ( $\phi$ ). Nous avons vu que le montage de l'expérience limite l'acceptance angulaire à  $2.7^\circ$  (47 mrad de demi-cône d'ouverture). Finalement, la grille offre 47 points ( $\theta, \phi$ ) d'étalonnage. Le faisceau direct est arrêté au centre de la grille.

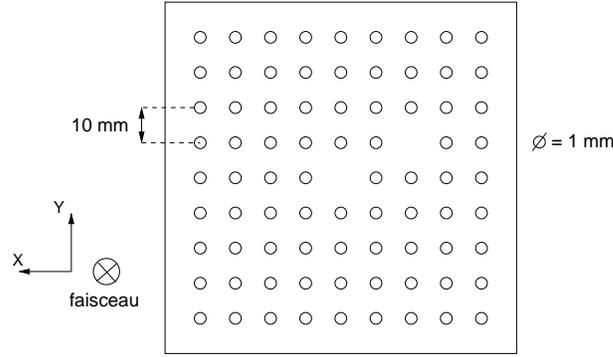


FIG. 3.8 – Schéma de la grille pour la calibration du plan focal de VAMOS.

La cible d'or permet de diffuser le faisceau d'oxygène à des angles suffisamment grands pour couvrir toute la grille. La région angulaire couverte par la diffusion Coulombienne est estimée par l'angle de *grazing*  $\theta_{gr}^{coul}$  qui définit l'angle maximal de diffusion dans le centre de masse avant que n'intervienne l'attraction nucléaire :

$$\theta_{gr}^{coul} = 2 \operatorname{artg} \left\{ \frac{Z_1 Z_2}{R} 0.72 [E_{CM} (E_{CM} - V_{BC})]^{-1/2} \right\} \quad (3.13)$$

où  $E_{CM}$  et  $V_{BC}$  sont l'énergie dans le centre de masse du système étudié, et la barrière Coulombienne, respectivement (en MeV). Avec la paramétrisation suivante :

$$R = 0.5 + 1.36 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ (fm)} \quad (3.14)$$

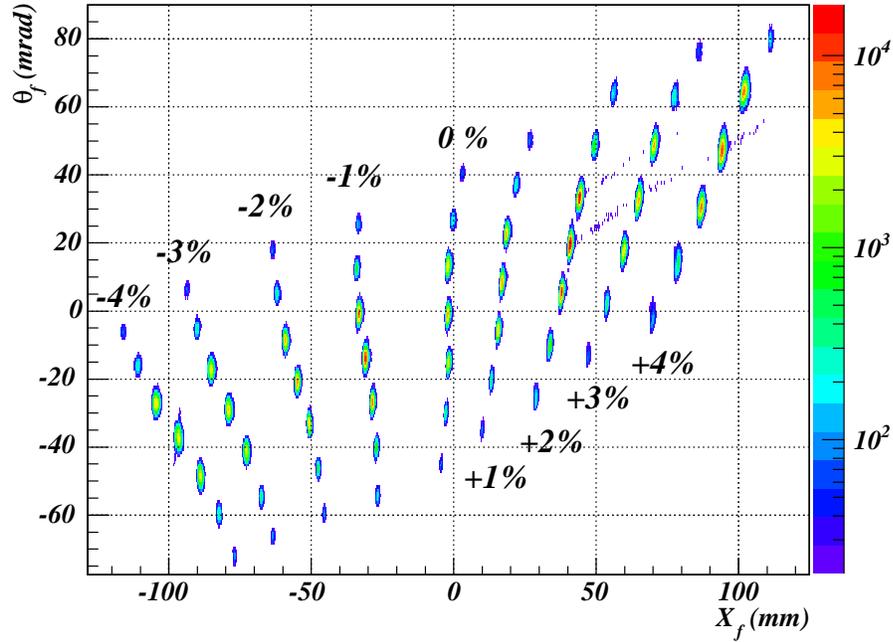
nous obtenons, dans le cas  $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$  à 9.45 MeV/u,

$$\theta_{gr}^{coul} \sim 37^\circ \quad (3.15)$$

dans le centre de masse. Pour le système étudié,  $^{16}\text{O}$  sur  $^{197}\text{Au}$ , cette valeur est, en première approximation, équivalente à celle dans le référentiel du laboratoire. Ce qui est bien supérieur à l'acceptance angulaire de VAMOS : on couvre ainsi toute la plage angulaire accessible avec une diffusion Coulombienne.

Nous avons effectué une série de mesures pour 9 valeurs de  $B\rho$  du spectromètre : de  $B\rho_0 - 4\%$  à  $B\rho_0 + 4\%$  par pas de 1 %. Nous avons ainsi pour 9 valeurs de  $B\rho$  qui couvrent le plan focal, une correspondance entre les couples  $(\theta, \phi)$  correspondants aux trous de la grille et les  $(X_f, Y_f, \theta_f, \phi_f)$  mesurés.

La figure 3.9 présente l'ensemble des données d'étalonnage dans le plan  $X_f - \theta_f$  : à chaque  $B\rho$  correspond une ligne à peu près verticale dans le plan  $X_f - \theta_f$ . Au premier ordre, on s'attend à une correspondance univoque entre  $B\rho$  et  $X_f$ . Cette figure illustre la forte dépendance en  $\theta_f$  (en plus de  $X_f$ ) de  $B\rho$  dans le cas de VAMOS. Au centre du plan focal pour  $B\rho = B\rho_0$ ,  $X_f$  est à peu près indépendant de  $\theta_f$ . Plus on s'éloigne du  $B\rho$  initial, plus la dépendance en  $\theta_f$  est importante qu'il faut corriger pour déterminer correctement le  $B\rho$ .

FIG. 3.9 – Ensemble des données de calibration dans le plan  $X_f$ - $\theta_f$ .

### 3.3.1.2 Reconstruction

Nous nous sommes servis de ces points d'étalonnage pour ajuster une paramétrisation polynômiale de  $B\rho$ ,  $\theta$  et  $\phi$  à partir des  $(X_f, Y_f, \theta_f, \phi_f)$ . Etant intéressés par les distributions angulaires des éjectiles, nous nous sommes concentrés sur les paramétrisations de  $\theta$  et  $\phi$ .

Au premier ordre,  $B\rho$  est donné par  $X_f$ ,  $\theta$  par  $\theta_f$  et  $\phi$  par  $\phi_f$  et/ou  $Y_f$ . La paramétrisation de  $\phi$  est la plus délicate. Suivant la région du plan focal ( $X_f$ ), il nous a fallu plutôt considérer  $\phi_f$  ou  $Y_f$ . En effet, pour les  $X_f \geq -10$  mm, les trajectoires sont bien séparées en  $Y_f$ , mais sensiblement parallèles en vertical, c'est-à-dire dégénérées en  $\phi_f$ . Pour cette région du plan focal,  $\phi_f$  n'est donc pas un bon paramètre et n'est pas considéré pour la paramétrisation de  $\phi$  et  $\theta$ .

Un bon étalonnage de cette région du plan focal nécessite une paramétrisation de  $\theta$  et  $\phi$  jusqu'à l'ordre 5 en  $\theta_f$ ,  $Y_f$  et  $X_f$ . La figure 3.10 illustre la reconstruction pour la grille mesurée à  $B\rho+3\%$ . On y compare la grille dans le plan focal ( $\theta_f, Y_f$ ) à la grille reconstruite ( $\theta, \phi$ ). Il faut remarquer que les trous les plus extérieurs de la grille ( $\theta=\pm 40$  mrad,  $\phi=\pm 40$  mrad) ne sont pas dans l'acceptance de VAMOS.

La région  $X_f \leq -10$  mm a été plus complexe à étalonner pour  $\phi$ . C'est la région du plan focal où se trouve essentiellement  $^{17}\text{O}$  issu de la réaction  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ . Cela justifie le travail important que nous avons consacré à cet étalonnage. Pour un même  $B\rho$ , suivant l'angle horizontal  $\theta$ , l'angle  $\phi$  est tantôt paramétrisable par  $\phi_f$ , tantôt par  $Y_f$ . Nous avons effectué une paramétrisation "à la main" à l'ordre 3 en prenant en compte  $\phi_f$  et  $Y_f$  simultanément.

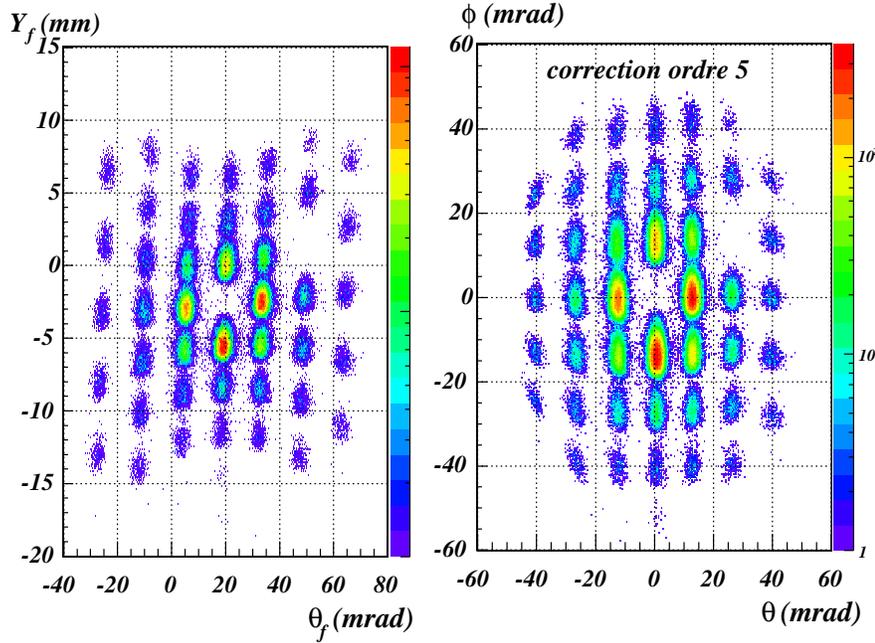


FIG. 3.10 – Comparaison entre la grille au plan focal dans le plan  $\theta_f$ - $Y_f$  (à gauche) et la grille corrigée à l'ordre 5 dans le plan  $\theta$ - $\phi$  (à droite) pour  $B\rho=B\rho_0+3\%$ .

### 3.3.2 Cas de la réaction $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p})^{17}\text{O}$

La réaction  $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p})^{17}\text{O}$  permet de tester le couplage VAMOS-EXOGAM et de mesurer la distribution angulaire du  $^{17}\text{O}$  produit dans son état fondamental  $5/2^+$  et son premier état excité  $1/2^+$  à 870.7 keV, afin de valider la reconstruction du plan focal. Le faisceau de  $^{16}\text{O}$  de  $10^6$  pps à 9.45 MeV/u ( $B\rho_0=0.887$  T.m pour l'état de charge 8+) était présent après la cible dans tous les états de charge mais l'ouverture en moment ne permettait de transmettre que deux états de charge dans le plan focal. L'état de charge 8+ était arrêté par le doigt en plastique juste avant la détection, tandis que l'état de charge 7+ était dévié vers les petits  $B\rho$  hors de la détection du plan focal de VAMOS (voir figure 3.3.2). Nous avons utilisé une cible de  $\text{CD}_2$  de  $2\text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

La figure 3.3.2 illustre les cinématiques des réactions  $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p})^{17}\text{O}$  dans le plan focal  $X_f$ - $\theta_f$ . Les cinématiques de (d,p) sont bien visibles dans la matrice. Les deux "lignes" horizontales qui relient les deux états de charge  $^{16}\text{O}^{7+}$  et  $^{16}\text{O}^{8+}$  sont supposées correspondre à des noyaux de  $^{16}\text{O}$  qui ont perdu de l'énergie avant ou dans le spectromètre.

Une sélection de  $^{17}\text{O}$  dans la matrice d'identification ToF- $X_f$  et une correction de l'effet Doppler ( $\beta=0.1$ ) permettent d'obtenir le spectre de désexcitation  $\gamma$  de la figure 3.3.2. Une analyse de ce spectre permet de mettre en évidence une transition à 869(1) keV, en bon accord avec la transition connue de 870.7 keV entre le premier état excité  $1/2^+$  et le fondamental  $5/2^+$  (partie droite de la figure 3.3.2). Nous ne commenterons pas plus le spectre de désexcitation  $\gamma$  (les spectres  $\gamma$  sont discutés dans le chapitre suivant).

Il est ainsi possible, en sélectionnant ces événements, de reconstruire la distribution

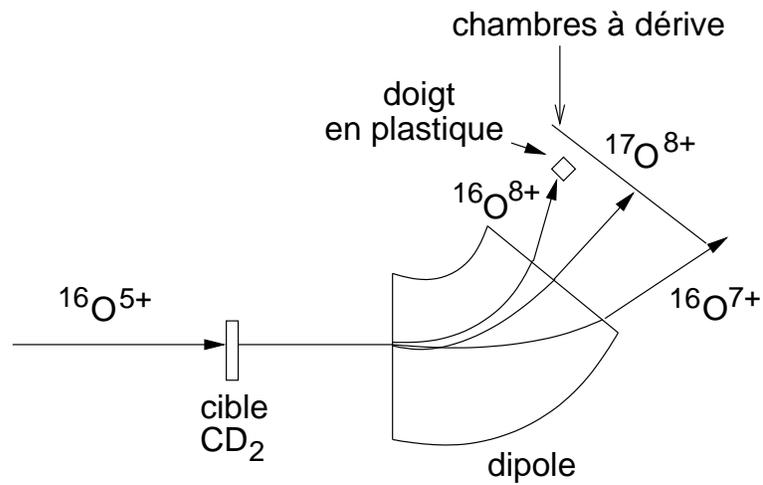


FIG. 3.11 – Schéma des trajectoires du faisceau de  $^{16}\text{O}$  au cours de la réaction de calibration  $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p})^{17}\text{O}$ .

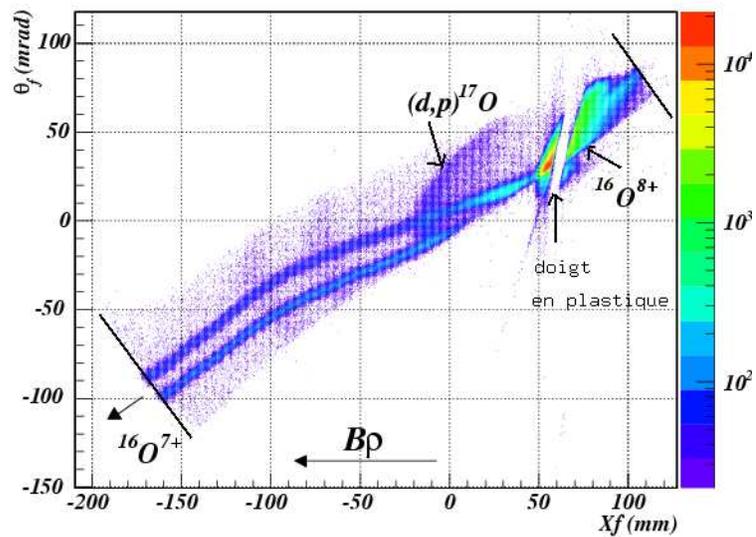


FIG. 3.12 – Matrice  $X_f$ - $\theta_f$  obtenue avec le faisceau de  $^{16}\text{O}$  à 9.45 MeV/u et une cible de  $\text{CD}_2$  de  $2 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

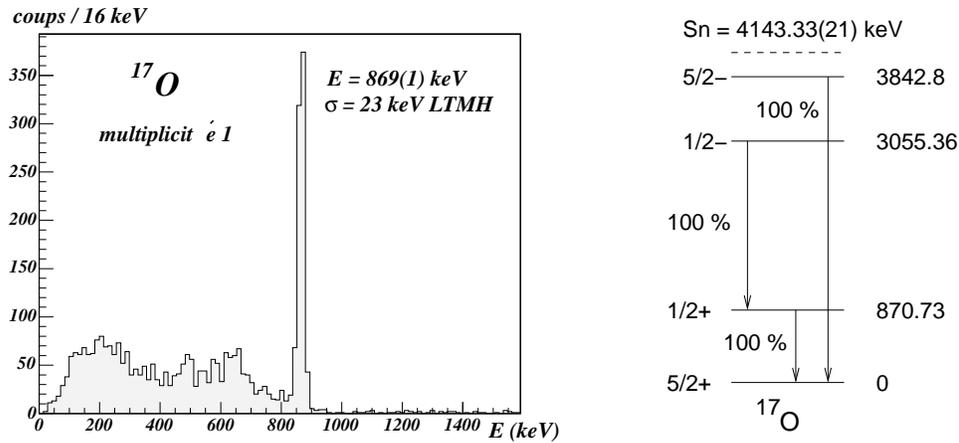


FIG. 3.13 – Spectre de désexcitation  $\gamma$  expérimental de  $^{17}\text{O}$  après réaction de transfert d’un neutron  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$  (gauche) et schéma de niveau de  $^{17}\text{O}$  sous le seuil de séparation d’un neutron issu de la littérature (droite).

structure	Y (mm)	$\phi$ (mrad)	X (mm)	$\theta$ (mrad)
1	$2.2 \pm 1.3$	$3.7 \pm 0.4$	$-2.4 \pm 1.8$	$1.8 \pm 0.5$
2	$-0.8 \pm 1.7$	$0.9 \pm 0.8$		

TAB. 3.3 – Caractéristiques du faisceau sur la cible extrapolées à partir des profils mesurés sur les profileurs gazeux ”pr31g” et ”pr32g”.

angulaire des éjectiles de  $^{17}\text{O}$  produits dans l’état excité  $1/2^+$ . Nous n’observons pas ici la transition associée à l’état  $1/2^-$  car ce dernier étant un état de trou est peu produit par la réaction (d,p). Ce travail est en cours de réalisation.

### 3.3.3 Cas du faisceau de $^{26}\text{Ne}$

Il n’a pas été possible de mesurer les distributions angulaires du  $^{27}\text{Ne}$  dans le plan focal de VAMOS au cours de la partie de l’expérience avec la cible de  $\text{D}_2$ . Nous discutons ici les problèmes rencontrés.

Le faisceau délivré sur la cible n’est pas ponctuel : il est dédoublé en vertical (suivant Y). La figure 3.3.3 présente la structure du faisceau incident au niveau des profileurs gazeux ”pr31 gaz” (425.8 cm avant la cible) et ”pr32 gaz” (235.6 cm avant la cible). Les deux profileurs permettent d’extrapoler la structure du faisceau sur la cible. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 3.3. Les deux structures sont séparées de  $3.2 \pm 1.2 \text{ mm}$  en vertical au niveau de la cible. Les angles incidents du faisceau sur la cible sont quasiment nuls (de l’ordre de 1 mrad).

La figure 3.15 représente la projection verticale du faisceau au plan focal : les deux pics correspondent chacun à une des deux structures du faisceau. La perte d’efficacité pour certains  $Y_f$ , indiqués par les flèches sur la figure 3.15, est due aux fils horizontaux en face

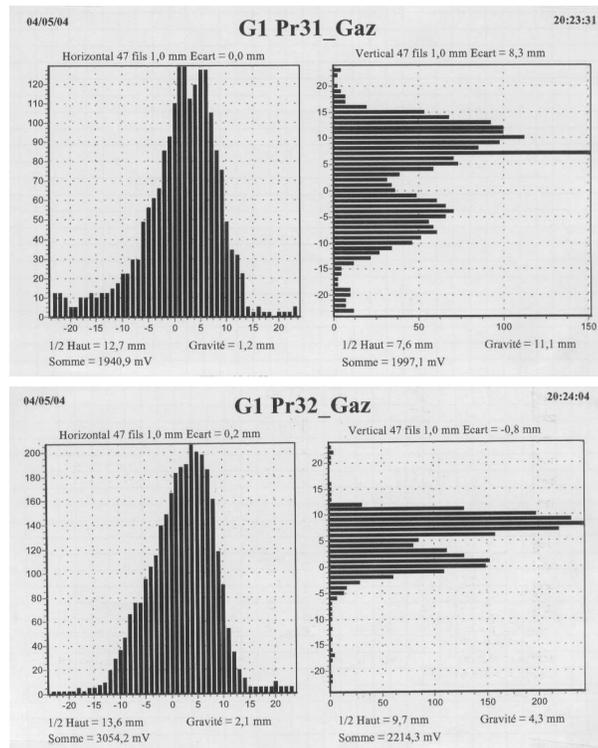


FIG. 3.14 – Profils horizontaux (gauche) et verticaux (droite) du faisceau incident au niveau des profileurs "pr31 gaz" (haut) et "pr32 gaz" (bas) situés en amont de la cible.

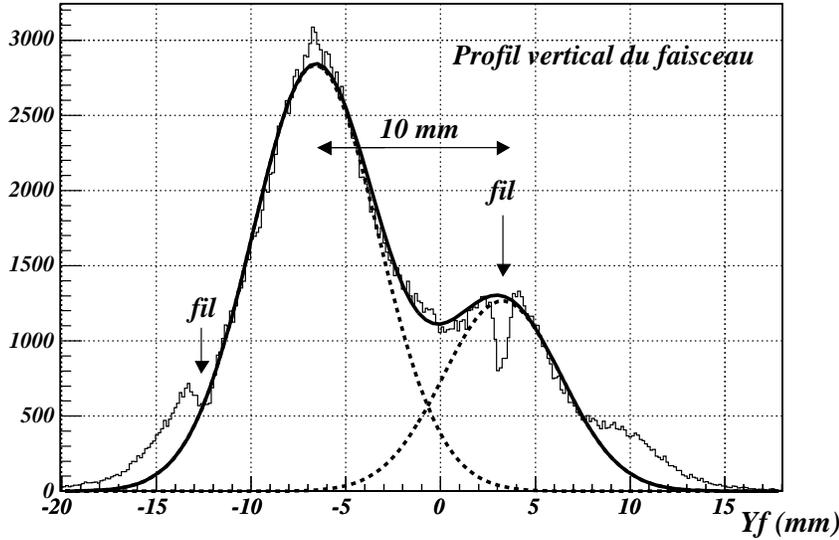


FIG. 3.15 – Profil vertical typique du faisceau dans le plan focal de VAMOS. La perte d’efficacité pour certains  $Y_f$  est due aux fils horizontaux en face avant des chambres à dérive.

avant des chambres à dérive. L’écart mesuré entre les deux flèches est de 15 mm, ce qui correspond bien à l’écart entre les fils horizontaux, confirmant un champ uniforme dans la zone de dérive.

Le grandissement vertical ( $\frac{Y}{Y'}$ ) calculé de VAMOS (voir référence [54]) est de -7 mm/mm environ. Dans le plan focal, les deux structures sont séparées de 10 mm, ce qui correspondrait à un écart de 1.5 mm sur la cible. Cet écart est compatible avec ce qui est observé à partir des profilers gazeux.

Cette structure n’évoluait que très légèrement au cours de l’expérience. Ces conditions ne permettent pas d’utiliser la calibration de grille directement : on a un ”double faisceau” de  $^{26}\text{Ne}$  dont les caractéristiques d’incidence sur la cible sont différentes du faisceau d’étalonnage de  $^{16}\text{O}$ . Pour pouvoir mesurer des distributions angulaires, nous n’avons considéré que la région des  $Y_f < -2$  mm afin de ne prendre en compte qu’une seule structure du faisceau (voir figure 3.15). Le maximum de la distribution dans le plan focal correspondant à  $\theta=0$ , et  $\phi=0$ , nous avons ajusté les valeurs  $Y_f$  et  $\theta_f$  mesurées dans le plan focal pour centrer la distribution finale  $(\theta, \phi)$  en  $(0,0)$  :

$$\begin{aligned} Y'_f &= Y_f + 6.1 \text{ mm} \\ \theta'_f &= \theta_f - 0.74 \text{ mrad} \end{aligned} \quad (3.16)$$

La comparaison de la grille au faisceau au niveau des chambres à dérive est illustrée sur la figure 3.16 : le profil du faisceau de  $^{26}\text{Ne}$  est donné par les traits pointillés. Les données de la grille sont en traits pleins. Le profil de faisceau est normalisé aux données avec la grille. Nous avons considéré des événements localisés autour de  $X_f = 0$ . On observe que l’extension verticale du faisceau dans le plan focal est anormale (partie gauche de la

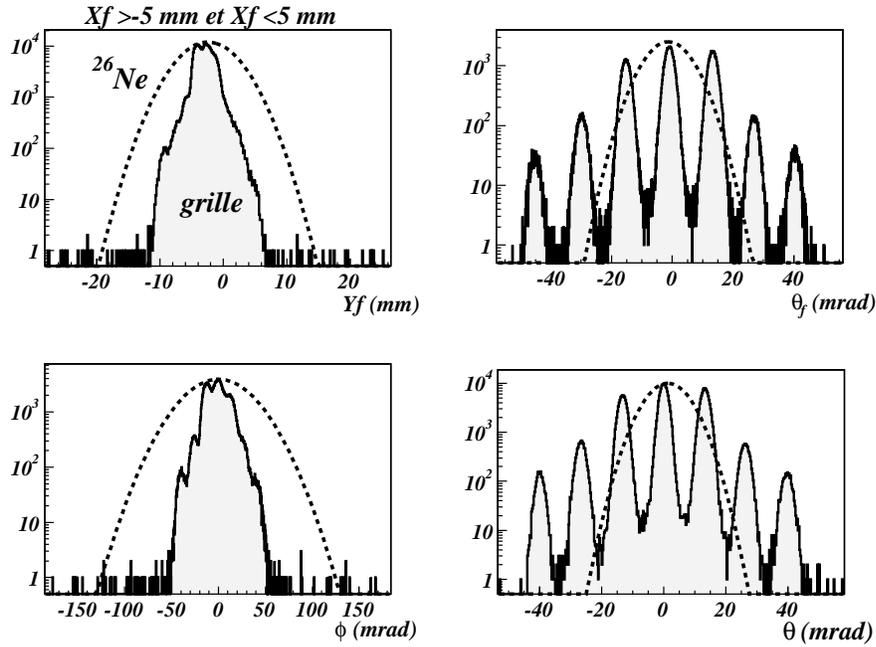


FIG. 3.16 – Comparaison du profil de la grille pour  $B\rho=B\rho_0$  au profil du faisceau de  $^{26}\text{Ne}$  (pour  $X_f \sim 0$ ) en  $Y_f$ ,  $\theta_f$ ,  $\phi$ , et  $\theta$ .

faisceau	$Q_1$ (A)	$Q_2$ (A)	D (A)
$^{16}\text{O}$	260	350	405
$^{26}\text{Ne}$	210	280	320

TAB. 3.4 – Valeurs typiques de courant appliqué aux quadripôles ( $Q_i$ ) et dipôle (D) de VAMOS dans les cas du faisceau de  $^{16}\text{O}$  avec cible mince et de  $^{26}\text{Ne}$  avec cible cryogénique.

figure 3.16) : elle couvre une région en  $Y_f$  plus grande que l'acceptance définie avec la grille, alors qu'elle devrait couvrir une région en  $Y_f$  plus petite que la grille comme c'est le cas pour  $\theta_f$  (l'extension dans le plan focal est due au straggling angulaire dans la cible).

Ces observations indiquent que notre étalonnage fait sur le  $^{16}\text{O}$  n'est pas valide dans le cas du  $^{26}\text{Ne}$ . Pour cette raison, nous n'avons reconstruit aucune distribution angulaire pour les éjectiles issus de réactions  $^{26}\text{Ne}+d$ . A cause de l'épaisseur de cible ( $17 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ), les champs appliqués aux quadripôles et dipôle sont très différents dans le cas du  $^{16}\text{O}$  ( $B\rho \simeq B\rho_0$  en sortie de cible) et du  $^{26}\text{Ne}$  ( $B\rho \simeq B\rho_0 - 20 \%$ ). Pour l'étalonnage avec grille, les valeurs à appliquer sont calculées avec le programme de simulation ZGOUBI. Les changements de  $B\rho$  ont ensuite été effectués en modifiant les champs proportionnellement à la variation de  $B\rho$  souhaitée. Des valeurs typiques, utilisées dans chacun des cas au cours de l'expérience, sont réunies dans le tableau 3.4. Il est probable que cette grande différence de champs, entre l'étalonnage avec cible mince et l'expérience en cible épaisse, soit à l'origine du problème rencontré.



# Chapitre 4

## Spectroscopie $\gamma$ avec EXOGAM

Une fois les éjectiles identifiés, nous avons analysé les spectres de désexcitation  $\gamma$  correspondants. La méthode d'analyse est détaillée dans ce chapitre.

### 4.1 Analyse des spectres $\gamma$

Dans cette partie sont présentées les corrections relativistes et la correction d'*adddback* apportées aux spectres de désexcitation  $\gamma$ .

#### 4.1.1 Corrections relativistes

Les photons d'intérêt sont émis en vol par des éjectiles dont la vitesse représente quelques 10 % de la vitesse de la lumière. Les distorsions du quadrivecteur impulsion des photons entre le référentiel du laboratoire et celui du noyau doivent être corrigées.

##### 4.1.1.1 Effet Doppler

Les photons émis par un noyau en mouvement seront détectés dans le laboratoire à une énergie  $E_\gamma$  différente de l'énergie  $E_0$  dans le référentiel du noyau : c'est l'effet Doppler, décrit par la relation

$$E_0 = \frac{E_\gamma(1 - \beta(\cos(\theta_{lab})))}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4.1)$$

où  $\theta_{lab}$  est l'angle polaire d'émission du  $\gamma$  dans le référentiel du laboratoire par rapport à la direction de propagation du noyau émetteur.

De la même manière que pour l'effet Doppler, la distribution angulaire des photons dans le laboratoire est déformée par rapport à celle du référentiel du noyau, avec

$$\cos(\theta_{lab}) = \frac{\cos(\theta_0) + \beta}{1 + \beta \cos(\theta_0)} \quad (4.2)$$

##### 4.1.1.2 Méthode de correction de l'effet Doppler

Pour corriger l'effet Doppler, nous choisissons pour chaque spectre de désexcitation (c'est-à-dire pour chaque noyau étudié) un  $\beta$  moyen. La valeur de  $\beta$  choisie est celle qui

permet d'aligner en énergie les transitions aux différents angles de détection ( $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $135^\circ$ ). Cette incertitude sur la vitesse exacte à l'émission du  $\gamma$  va majoritairement peser dans la résolution en énergie pour les  $\gamma$ .

Notons que dans le cas d'une perte d'énergie dans la cible faible par rapport à la variation d'énergie due à la cinématique, la correction Doppler optimale à effectuer est différente : il est alors préférable de considérer la vitesse en sortie de cible de l'éjectile, événement par événement. Cette vitesse est donnée par la mesure de  $B\rho$  dans le plan focal de VAMOS.

#### 4.1.1.3 Résolution en énergie

La relation 4.1 permet d'estimer la résolution totale en énergie du système de détection. Dans notre cas où  $\beta \simeq 0.1$ , un développement au premier ordre en  $\beta$  donne

$$\delta E_0 = (1 - \beta \cos(\theta_{lab}))\delta E_\gamma + E_\gamma(\beta - \cos(\theta_{lab}))\delta\beta + E_\gamma\beta \sin(\theta_{lab})\delta\theta_{lab} \quad (4.3)$$

La résolution en énergie est la racine carré de la somme quadratique des trois contributions de la formule 4.3 :

- la résolution intrinsèque  $\delta E_\gamma$  des détecteurs ( $\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = 0.2 \%$ ),
- le vertex de la réaction dans la cible n'est pas connu et induit une incertitude sur  $\beta$ ,
- l'incertitude  $\delta\theta_{lab}$  sur l'angle d'émission du  $\gamma$  par rapport à la direction de propagation du noyau émetteur. Cette contribution a 2 deux origines : l'incertitude sur l'angle d'émission de l'émetteur par rapport à l'axe du faisceau et la granularité du détecteur  $\gamma$ .

La relation 4.3 indique que l'épaisseur de la cible a un impact important sur la largeur des transitions  $\gamma$  mesurées lors d'une réaction de transfert, suivant qu'elle a lieu au début ou la fin de la cible. Les vitesses des produits de réaction de transfert (d,p) et (d,t) suivant le lieu de réaction dans la cible, sont indiquées dans le tableau 4.1. Les calculs prennent en compte les pertes dans les feuilles de Mylar en amont de la cible ( $9 \mu\text{m}$ ) et sont effectués pour un  $^{26}\text{Ne}$  incident de 10 MeV/u. Les pertes d'énergie sont calculées avec le programme SRIM, et les énergies considérées après la réaction sont celles de l'éjectile émis cinématiquement à  $0^\circ$ . On obtient pour la vitesse moyenne et ses extrêmes, suivant que la réaction ait lieu en début ou en fin de cible,  $0.120_{-27\%}^{+16\%}$  pour le  $^{27}\text{Ne}$ ,  $0.123_{-24\%}^{+16\%}$  pour le  $^{26}\text{Ne}$ , et de  $0.125_{-26\%}^{+16\%}$  pour le  $^{25}\text{Ne}$ , soit une fluctuation d'environ  $\Delta\beta = \pm 20 \%$ .

Les valeurs des différentes contributions à la résolution totale en énergie sont présentées pour notre configuration dans le tableau 4.2. Nous avons considéré la vitesse du  $^{27}\text{Ne}$  lorsqu'il est produit au milieu de la cible  $\beta = 0.12$  (avec une incertitude de  $\pm 20 \%$ ), une distance moyenne des cristaux au centre de la cible de 15 cm. Les calculs ont été effectués pour un  $\gamma$  de 1 MeV, et une résolution intrinsèque des détecteurs Germanium de 2 keV. A  $45^\circ$  et  $135^\circ$ , la comparaison des contributions nous montre que la résolution en énergie est principalement due, lorsqu'on considère la correction de l'effet Doppler avec la segmentation, à l'incertitude du  $\beta$  de l'éjectile émetteur lors de la réaction. Si on ne considère que les couronnes à  $45^\circ$  et  $135^\circ$  avec la segmentation (au cours de l'expérience les détecteurs à  $90^\circ$  sont en partie écrantés par le porte-cible), la largeur à mi-hauteur du pic photoélectrique de la transition est estimée à 19 keV.

réaction	début de cible		milieu de cible		fin de cible	
	E (Mev/u)	$\beta$	E (Mev/u)	$\beta$	E (Mev/u)	$\beta$
(d,p) <sup>27</sup> Ne	9.16	0.139	6.80	0.120	3.60	0.088
(d,d) <sup>26</sup> Ne	9.54	0.142	7.13	0.123	3.80	0.090
(d,t) <sup>25</sup> Ne	9.97	0.145	7.42	0.125	3.96	0.092

TAB. 4.1 – Energie et vitesse des <sup>27</sup>Ne, <sup>26</sup>Ne, et <sup>25</sup>Ne dans leur état fondamental issus des réactions (d,p), (d,d) et (d,t) à 0° au lieu de la réaction pour une réaction en début de cible, milieu de cible, et fin de cible. Les calculs de perte d'énergie sont effectués pour une cible de D<sub>2</sub> solide de 1 mm d'épaisseur avec le programme SRIM.

contribution à $\delta E_0$	45°	90°	135°
$\delta E_\gamma$	1.8 keV	2 keV	2.2 keV
$\delta\theta$ : cristaux ( $\delta\theta \simeq 11^\circ$ )	16.2 keV	19 keV	16.2 keV
$\delta\theta$ : segments ( $\delta\theta \simeq 6^\circ$ )	8.9 keV	10.5 keV	8.9 keV
$\delta\beta = 20\%$	14.0 keV	2.9 keV	19.7 keV
cristaux : $\delta E_0$ total	21.6	19.3	25.6
segments : $\delta E_0$ total	16.8	11.0	21.7

TAB. 4.2 – Contributions à la résolution en énergie pour un  $\gamma$  de 1 MeV émis en vol à  $\beta=0.1$ . L'incertitude considérée pour la vitesse  $\beta$  du noyau émetteur correspond à celle de l'expérience.

Nous avons utilisé la segmentation d'EXOGRAM pour optimiser la résolution en énergie, et par ce biais le rapport signal/bruit, décisif dans le cas de faibles transitions. La collection de l'énergie déposée par un  $\gamma$  est meilleure par le contact central que par les segments. Nous avons donc toujours considéré l'énergie codée par les cartes ECC (EXOGRAM Central Contact) d'EXOGRAM. Lorsqu'un cristal est touché, la correction Doppler est faite en considérant l'angle de son segment qui a recueilli la plus grande énergie.

#### 4.1.2 La correction d'addback

Un photon d'énergie  $h\nu$  peut interagir principalement de 3 façons dans un cristal d'EXOGRAM :

- par effet photoélectrique : toute son énergie est transférée à un électron,
- par effet Compton : une fraction seulement de son énergie est transférée à un électron sous forme d'énergie cinétique. Au cours du processus, le photon est diffusé à l'énergie  $h\nu'$  qui est reliée à l'angle de diffusion  $\theta$  par rapport à la direction de propagation du photon initial

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos(\theta))} \quad (4.4)$$

- par création de paires électron-positron : ce processus n'est possible que pour des  $\gamma$  d'énergie  $h\nu > 1022$  keV.

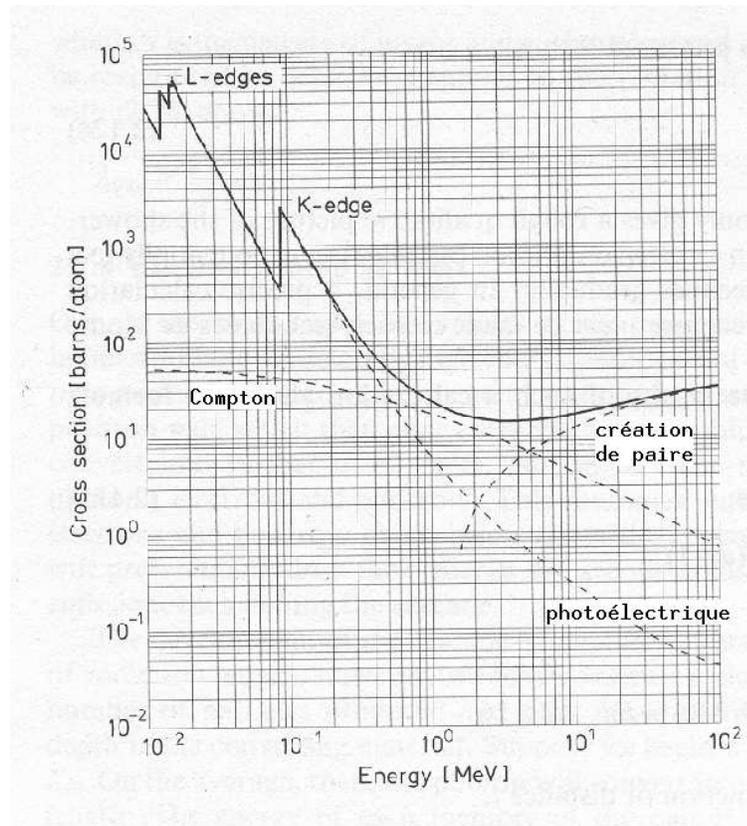


FIG. 4.1 – Importance relative des différents processus d'interaction d'un photon avec la matière en fonction de l'énergie du photon. A basse énergie, l'effet photoélectrique est dominant, la diffusion Compton est dominante pour des transitions de l'ordre du MeV, et la création de paires  $e^+e^-$  est dominante à haute énergie.

Les importances relatives des différents processus dépend de l'énergie du  $\gamma$  incident. Elles sont schématisées sur la figure 4.1. A basse énergie ( $E < 300$  keV), l'effet photoélectrique est dominant. Entre 300 keV et 2 MeV, l'effet photoélectrique et la diffusion Compton sont du même ordre de grandeur. C'est dans cette région d'énergie que se situe la plupart des transitions  $\gamma$  que nous étudions.

La taille finie des détecteurs d'EXOGAM permet à un  $\gamma$  d'interagir par effet Compton dans un cristal (une ou plusieurs fois), et d'interagir ensuite dans un autre cristal. L'énergie recueillie par un cristal n'est, dans ce cas, qu'une fraction de l'énergie totale. La figure 4.2 illustre deux cas de multiplicité 1 et 2. On récupère une partie des événements Compton en sommant l'énergie de cristaux adjacents d'un même clover lorsqu'ils ont déclenché dans le même événement. On parle dans ce cas de correction d'*add-back*.

On définit le facteur d'*add-back* ABF qui quantifie le gain en nombre d'événements apporté par la correction d'*add-back*. Pour un nombre  $N_\phi$  de coups détectés dans le pic photoélectrique, et un nombre  $N_{\text{add}}$  d'événements reconstruits par *add-back*, ABF s'écrit :

$$ABF = \frac{N_\phi + N_{\text{add}}}{N_\phi} \quad (4.5)$$

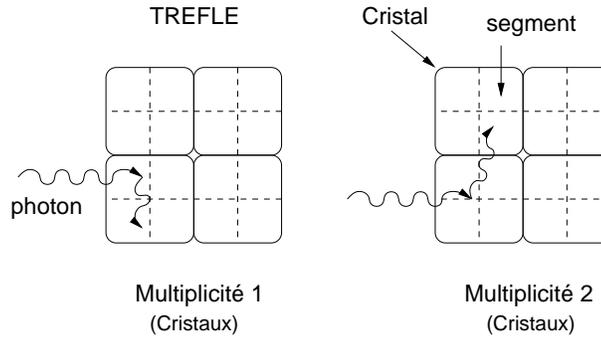


FIG. 4.2 – Schéma d'événements EXOGAM de multiplicité 1 et 2 (cristaux).

La figure 4.3 présente une mesure du facteur d'add-back pour 2 cristaux touchés en fonction de l'énergie du  $\gamma$ . Cette mesure a été effectuée avec un détecteur EXOGAM [58]. On voit que pour une transition de 2 MeV, l'add-back permet de gagner 50 % de statistique.

Pour tous les noyaux étudiés au cours de l'expérience, nous avons appliqué une correction d'add-back lorsque deux cristaux adjacents étaient touchés. Nous n'avons pas considéré les cas où trois cristaux adjacents sont touchés dans un même événement car ces événements sont très peu nombreux.

## 4.2 Assignation de la multipolarité d'une transition $\gamma$

La conservation du moment angulaire lors de la désexcitation d'un état de moment angulaire total et parité inconnus  $(I_i, \pi_i)$  vers un état connu  $(I_f, \pi_f)$  restreint les valeurs possibles du moment angulaire  $\Delta L$  emporté par le photon de désexcitation

$$|I_i - I_f| \leq \Delta L \leq I_i + I_f \quad (4.6)$$

où la parité du photon est  $(-1)^{\Delta L} = \pi_f \pi_i$  pour une transition électrique  $E_L$  et  $(-1)^{\Delta L+1} = \pi_f \pi_i$  pour une transition magnétique  $M_L$ . Lorsqu'on connaît l'état final  $(I_f, \pi_f)$ , la caractérisation de la multipolarité de la transition permet de remonter à la parité  $\pi_i$  et de contraindre les valeurs possibles de  $I_i$ .

Dans le cas de deux  $\gamma$  en cascade, il est possible de mesurer l'angle défini par les deux émissions. La corrélation angulaire résultante est caractéristique des deux transitions en coïncidence [59, 60]. Ici, nous ne nous attendons pas *a priori* à avoir suffisamment de statistique pour pouvoir mesurer des corrélations angulaires de transitions  $\gamma$ - $\gamma$ . Nous nous attendons à des pics d'environ 100 coups dans le cas d'une transition unique, ce qui correspond typiquement à la détection de 5 événements  $\gamma$ - $\gamma$  pour des événements de deux  $\gamma$  en cascade pour une efficacité de détection  $\gamma$  de 5 %.

Cependant, certaines réactions alignent les éjectiles : certains sous-états magnétiques sont préférentiellement peuplés et le moment angulaire total final est orienté dans une direction privilégiée. Lorsque l'éjectile émetteur du  $\gamma$  est aligné (même partiellement), la distribution angulaire des  $\gamma$  d'une transition par rapport à la direction d'émission de

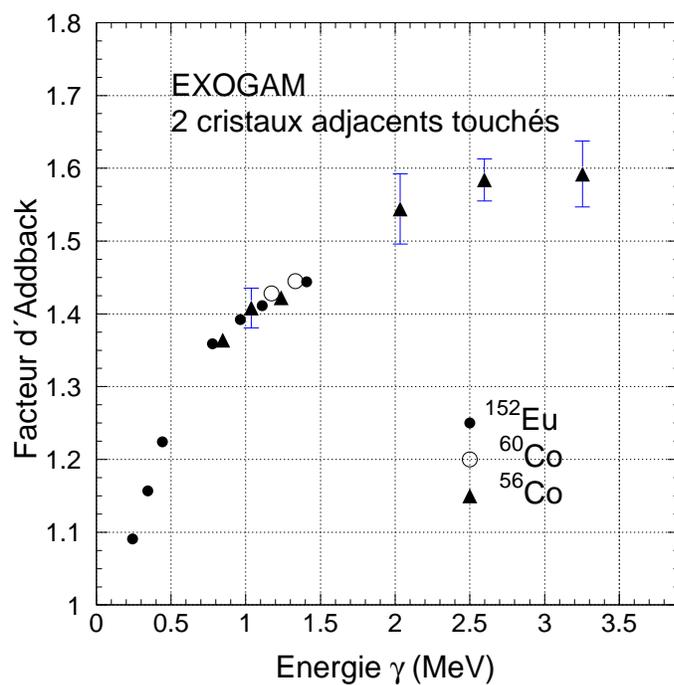


FIG. 4.3 – Facteur d'Addback d'un détecteur Exogam en fonction de l'énergie de la transition pour des événements Compton de multiplicité 2. D'après [58].

l'éjectile est anisotrope et caractéristique de la multipolarité de la transition [61]. De même, la polarisation linéaire des transitions  $\gamma$  qui désexcitent ces états est elle même anisotrope. Nous verrons dans la partie 5.1.2 que les réactions de transfert (d,p) sont censées aligner notablement les éjectiles. Une statistique suffisante doit alors permettre d'utiliser ces informations pour caractériser une transition.

Pour des expériences dont l'éjectile est orienté, il est possible de déterminer la polarisation linéaire d'une transition et de distinguer son caractère magnétique ou électrique en analysant les événements Compton [61, 62, 63]. Dans notre cas, nous avons trop peu de statistique pour utiliser cette méthode (par exemple, voir [64]).



# Chapitre 5

## Résultats et discussions

Ce chapitre est consacré aux résultats obtenus pour la spectroscopie  $\gamma$  du  $^{27}\text{Ne}$ , et des autres isotopes de néon, sodium, et fluor produits au cours de l'expérience. Pour chaque noyau, les informations obtenues sont comparées aux données existantes et discutées.

### 5.1 Les isotopes de néon

L'objectif de l'expérience est la spectroscopie du  $^{27}\text{Ne}$  par réaction de transfert d'un neutron  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ . Les isotopes  $^{26}\text{Ne}$  et  $^{25}\text{Ne}$ , produits par les réactions  $(d,d')^{26}\text{Ne}$  et  $(d,t)^{25}\text{Ne}$  et présents dans le plan focal de VAMOS (voir figure 2.19) ont aussi été étudiés. Nous commencerons par discuter nos résultats pour le  $^{26}\text{Ne}$ , dont la spectroscopie à basse énergie est bien connue, afin d'illustrer et de valider notre méthode d'analyse des spectres  $\gamma$ . Les résultats pour le  $^{27}\text{Ne}$  sont ensuite discutés. Le  $^{25}\text{Ne}$  est abordé dans un troisième temps.

#### 5.1.1 Le $^{26}\text{Ne}$

Le schéma de niveau de basse énergie du  $^{26}\text{Ne}$  ( $S_n=5580(70)$  keV) a déjà été étudié [65] : il est de type vibrationnel avec un premier état  $2^+$  à 2018.2 keV et trois niveaux suggérés  $0^+, 2^+, 4^+$  quasiment dégénérés autour de 3700 keV (voir schéma 5.6).

##### 5.1.1.1 Spectre de désexcitation $\gamma$

Les spectres de la figure 5.1 illustrent l'effet de la correction Doppler sur le spectre de désexcitation du  $^{26}\text{Ne}$  pour  $\beta = v/c = 0.115$ . Ces spectres contiennent les événements de multiplicité 1 et les événements Compton de multiplicité 2 (voir partie 4.1.2). Sur le spectre non corrigé de l'effet Doppler, des coïncidences fortuites avec le bruit de fond  $\gamma$  ambiant, provenant essentiellement du béton de la salle d'expérience, apparaissent clairement. Entre autres, les transitions  $^{40}\text{Ar}^*(2^+) \rightarrow ^{40}\text{Ar}^*(0^+)$  à 1460.8 keV de la décroissance  $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar}^*$ , et  $^{208}\text{Pb}(3^-) \rightarrow ^{208}\text{Pb}(0^+)$  à 2614.5 keV sont très visibles. Une seule transition du  $^{26}\text{Ne}$  est clairement visible sur le spectre corrigé de l'effet Doppler à 2019 keV.

Les coïncidences fortuites avec la transition à 1460.8 keV de  $^{40}\text{Ar}$  polluent le spectre corrigé de l'effet Doppler dans la région en énergie où on attend les transitions des états

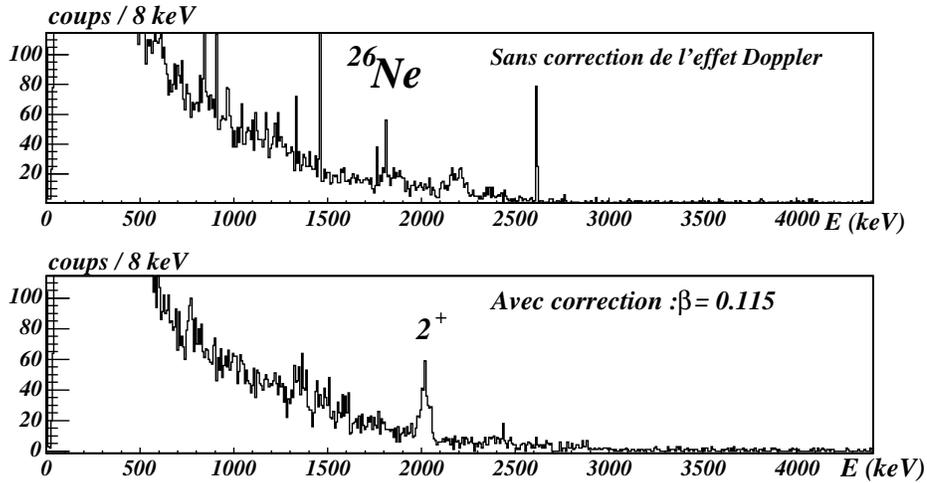


FIG. 5.1 – Spectre de désexcitation du  $^{26}\text{Ne}$  sans (haut) et avec (bas) correction de l’effet Doppler. La correction est faite avec une vitesse  $\beta = 0.115$ .

$0^+, 2^+, 4^+$  vers le premier état  $2^+$ .

Le spectre de la figure 5.2 est identique à celui du bas de la figure 5.1 auquel nous avons soustrait les événements du pic à 1460.8 keV en éliminant les événements non corrigés de l’effet Doppler dont l’énergie était comprise entre 1459 keV et 1462 keV ( voir le spectre du haut de la figure 5.1). Cette soustraction met en évidence des structures faiblement alimentées aux énergies attendues pour les transitions  $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ,  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$  et  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ .

Les spectres présentent un bruit de fond, dû aux coïncidences fortuites, relativement important par rapport aux autres spectres de désexcitation (présentés dans la suite) des noyaux produits au cours de l’expérience. Le taux de coïncidences fortuites est effectivement beaucoup plus important pour le  $^{26}\text{Ne}$  que pour les autres noyaux car les contours de sélection de  $^{26}\text{Ne}$  contiennent le faisceau dont le taux de comptage est de l’ordre de 3000 pps.

Le choix de la valeur de  $\beta$  est effectué de façon à reproduire, après correction de l’effet Doppler (relation 4.1), l’énergie de la transition de 2019 keV à tous les angles de détection. La figure 5.3 décompose le spectre de désexcitation du  $^{26}\text{Ne}$  suivant les trois couronnes angulaires à  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $135^\circ$  : pour  $\beta=0.115$  (partie de droite), la transition est reconstruite à la même énergie, indiquée par les traits tirés, pour les trois angles. Pour  $\beta=0.128$  (partie de gauche), la correction de l’effet Doppler ne permet pas de reproduire l’énergie de la transition aux trois angles. La sensibilité du choix de  $\beta$  est estimée à environ 5 %.

Un ajustement du pic de la transition avec une Gaussienne et un fond localement linéaire donne les résultats de la figure 5.4 :

$$\begin{aligned} E &= 2019(2) \text{ keV} \\ \text{LTMH} &= 49(4) \text{ keV} \end{aligned} \quad (5.1)$$

D’après un calcul avec le programme Monte-Carlo SRIM, en début de cible le  $^{26}\text{Ne}$  a une vitesse  $\beta_{\text{max}} = 0.142$ , et en fin de cible une vitesse  $\beta_{\text{min}} = 0.09$ , soit une vitesse ”moyenne”  $\langle \beta \rangle = \frac{1}{2}(\beta_{\text{max}} + \beta_{\text{min}}) = 0.016$ . Par rapport à la valeur  $\beta_0 = 0.115$  que nous

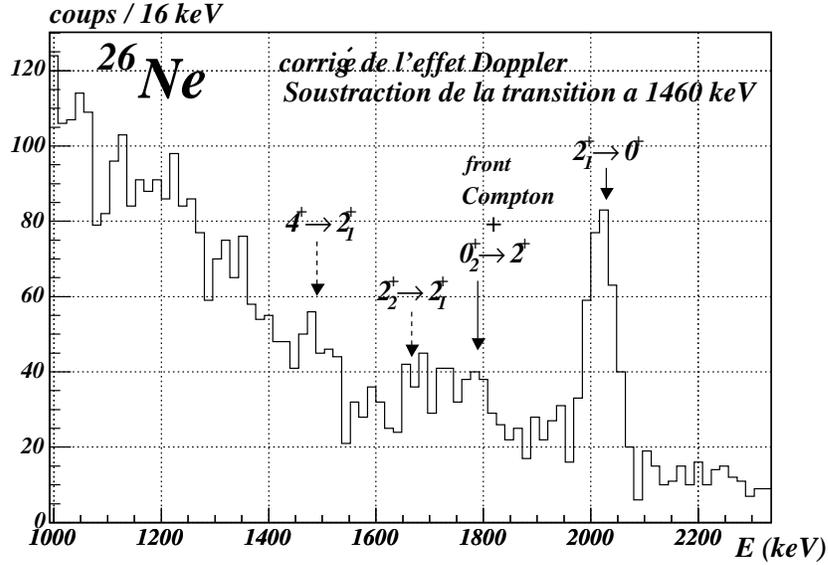


FIG. 5.2 – Spectre de désexcitation du  $^{26}\text{Ne}$  corrigé de l'effet Doppler après soustraction du pic à 1461 keV dans le spectre non corrigé.

avons considérée pour la correction de l'effet Doppler, la vitesse en début de cible est à +23.8 %, et la vitesse en fin de cible à -22%. Pour estimer la largeur à mi-hauteur attendue du pic à 2019 keV, nous avons considéré un demi-cône d'ouverture de  $6^\circ$  pour les segments. Dans la correction de l'effet Doppler, nous n'avons pas pris en compte l'angle d'émission de l'éjectile (le  $^{26}\text{Ne}$  ici) qui contribue faiblement à l'élargissement des pics. Dans l'estimation de la largeur du pic, nous avons considéré un cône d'émission du  $^{26}\text{Ne}$  de  $\pm 2^\circ$ . Le calcul des contributions à la largeur du pic, suivant la relation 4.3, est détaillé dans le tableau 5.1. Nous ne considérons que les contributions de plus grand poids : à  $45^\circ$  et  $135^\circ$ . La largeur totale est considérée comme la moyenne des deux contributions précédentes. On aboutit à une largeur de 42 keV. Cette valeur est en bon accord avec la mesure.

Un calcul identique pour le cas des cristaux ( $\Delta\theta = 11^\circ$ ) donne  $\text{LTMH} = 51$  keV. La figure 5.5 compare l'amélioration de la reconstruction de l'effet Doppler en prenant en compte les segments au lieu des cristaux. L'estimation de la largeur pour le cas des cristaux est compatible avec la valeur mesurée de 54(4) keV LTMH. Le tableau 5.1 montre que,

	$45^\circ$	$135^\circ$
$\delta E$ (keV)	3.6	4.2
$\delta\beta$ (keV)	34.2	40.3
$\delta\theta(\text{segment})$ (keV)	18.6	15.8
$\delta\theta(^{26}\text{Ne})$ (keV)	6.2	5.3
LTMH (keV)	39.5	43.7

TAB. 5.1 – Contributions à la largeur du pic à 2019 keV du  $^{26}\text{Ne}$ . Les calculs sont effectués suivant la relation 4.3 avec  $\beta=0.115$ .

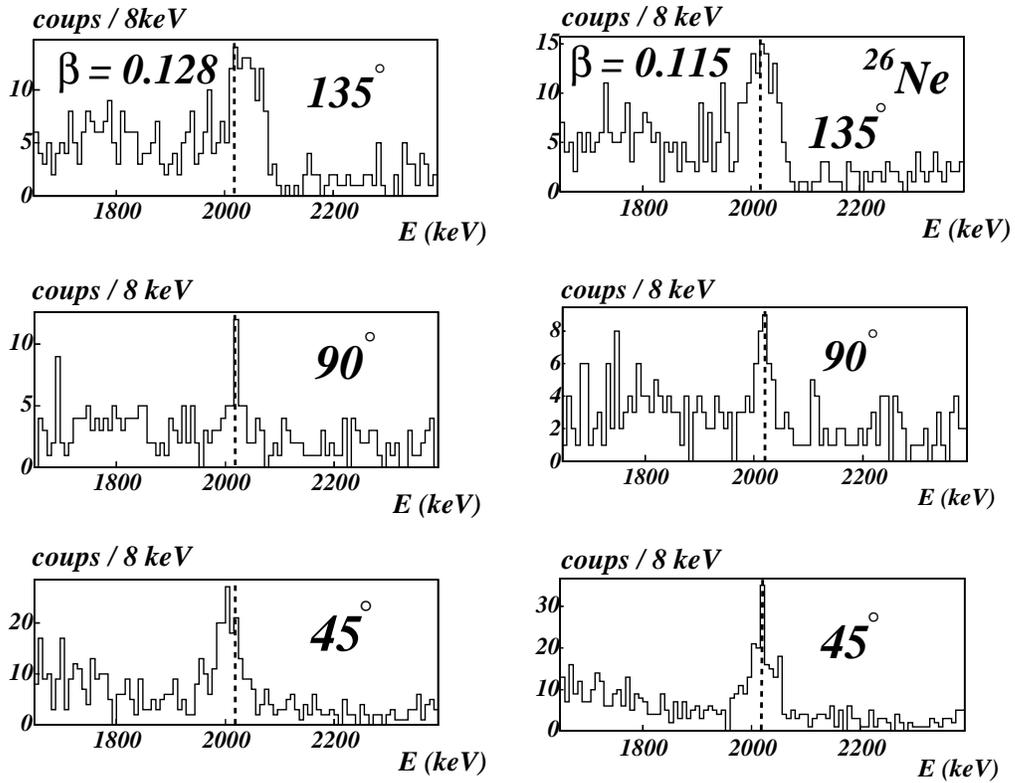
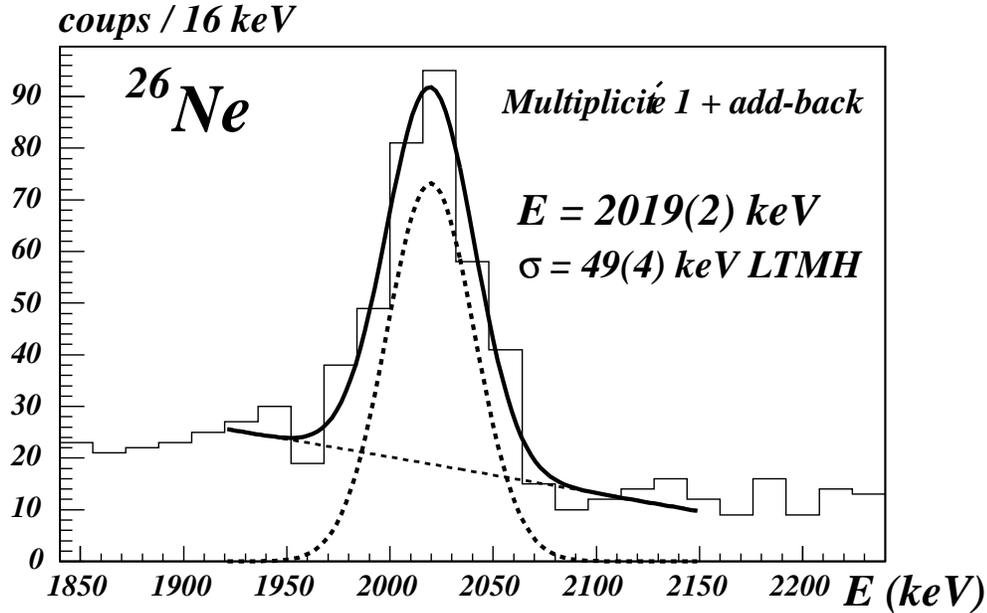


FIG. 5.3 – Décomposition du spectre de désexcitation du  $^{26}\text{Ne}$  corrigé de l'effet Doppler pour les trois couronnes angulaires de détection à  $135^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $45^\circ$ . Deux corrections de l'effet Doppler sont appliquées :  $\beta=0.128$  (gauche) et  $\beta=0.115$  (droite). Les lignes pointillées indiquent l'énergie de la transition : 2019 keV.


 FIG. 5.4 – Ajustement du pic à 2019 keV du  $^{26}\text{Ne}$ .

dans le cas de cette expérience, la largeur des pics est essentiellement due à la variation de vitesse  $\beta$  dans la cible.

Le spectre d'énergie d'excitation du  $^{26}\text{Ne}$  est illustré sur la figure 5.6. Les prédictions du modèle en couches avec l'interaction USD sont indiquées jusqu'à 6 MeV. Les données existantes [65] sont aussi mentionnées. La transition observée au cours de l'expérience correspond à la décroissance du premier état  $2^+$  du  $^{26}\text{Ne}$  vers le fondamental. La valeur trouvée de 2019(2) keV est compatible avec la valeur tabulée de 2018.2(0.1) keV.

La section efficace de la diffusion inélastique  $^{26}\text{Ne}(d,d')^{26}\text{Ne}(2^+)$  ne peut pas être évaluée car la cible, en plus du  $\text{D}_2$ , contient 24  $\mu\text{m}$  de Mylar ( $3.53 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ). Le carbone et l'oxygène contenus dans le Mylar ( $\text{C}_8\text{H}_{10}\text{O}_4$ ) peuvent jouer un rôle non négligeable sur l'excitation  $^{26}\text{Ne}_{\text{gs}} \rightarrow ^{26}\text{Ne}(2^+)$ . Nous n'avons pas effectué de mesure sur cible de carbone qui permettrait de soustraire la contribution de la diffusion inélastique sur le carbone.

Des estimations théoriques (dans un formalisme CDCC détaillé plus loin) des sections efficaces des réactions  $^{26}\text{Ne}(d,d')$  et  $^{26}\text{Ne}(^{12}\text{C},^{12}\text{C})$  vers le premier  $2^+$  du  $^{26}\text{Ne}$  donnent à 10 MeV/u

$$\begin{aligned} \sigma(^{26}\text{Ne}(d, d')^{26}\text{Ne}(2^+)) &= 19 \text{ mb} \\ \sigma(^{26}\text{Ne}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{26}\text{Ne}(2^+)) &= 82 \text{ mb} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Ces calculs confirment qu'on ne peut pas négliger l'influence du Mylar sur l'excitation du  $^{26}\text{Ne}$  vers son premier état  $2^+$ , même si l'épaisseur de Mylar ( $3.53 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) est inférieure à celle de deutérium ( $17 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ). En prenant en compte l'efficacité de détection à 2 MeV, l'épaisseur de cible, le nombre total de noyaux incidents et l'acceptance angulaire de VAMOS ( $2.7^\circ$  dans le référentiel du laboratoire), ces valeurs permettent d'estimer le

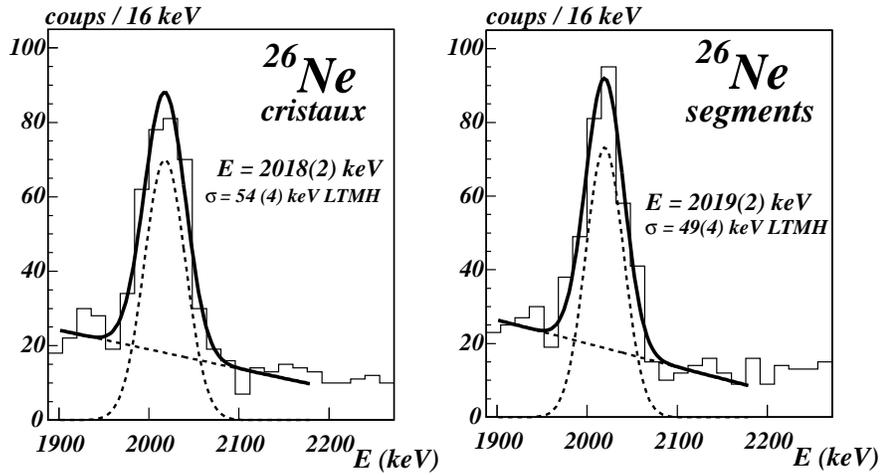


FIG. 5.5 – Comparaison de la correction de l’effet Doppler en prenant en compte les angles des segments ou des cristaux.

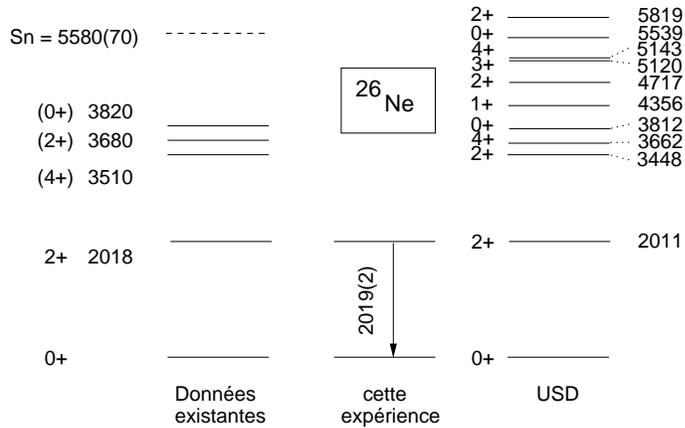


FIG. 5.6 – Schéma de niveau de  $^{26}\text{Ne}$  : les résultats de notre expérience sont comparés aux données existantes, et aux prédictions du modèle en couches avec l’interaction USD.

nombre de  $\gamma$  détectés dans le pic à 2019 keV. Le calcul prédit  $\sim 200$   $\gamma$  détectés (dont environ 15 % provenant du carbone et de l'oxygène contenus dans le Mylar), ce qui est proche des 160 coups mesurés expérimentalement. Le calcul des sections efficaces à l'énergie en fin de cible (6 MeV/u) montre qu'elles ne varient pas beaucoup par rapport à celles en début de cible : 24 mb pour  $\sigma(^{26}\text{Ne}(d, d')^{26}\text{Ne}(2^+))$  et 70 mb pour  $\sigma(^{26}\text{Ne}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{26}\text{Ne}(2^+))$ .

Finalement, la spectroscopie du  $^{26}\text{Ne}$  nous a permis de valider l'étalonnage en énergie des cristaux ainsi que la méthode de reconstruction de l'effet Doppler, et d'estimer l'influence sur la résolution en énergie de la prise en compte de la segmentation des cristaux.

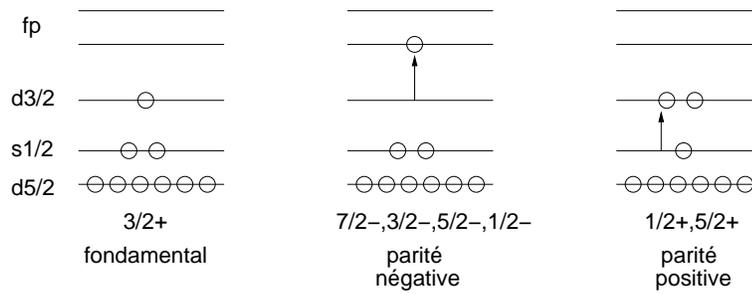


FIG. 5.7 – Etat fondamental et premiers états excités dans la configuration la plus simple construits dans la couche  $sd$  pour le  $^{27}\text{Ne}$ . Seule la partie neutron est représentée.

## 5.1.2 Le $^{27}\text{Ne}$

### 5.1.2.1 Spéculations sur la sélectivité de la réaction (d,p)

Avant d'analyser les résultats obtenus pour  $^{27}\text{Ne}$ , des considérations simples à partir du modèle en couches standard permettent de supposer quels sont les états de plus basse énergie attendus pour le  $^{27}\text{Ne}$ , et s'ils sont favorisés par la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)$ .

La réaction (d,p) permet de déposer un neutron sur une sous-couche non pleine du  $^{26}\text{Ne}$ . Parmi les états de basse énergie, certains vont être favorisés par ce processus.

Dans une description extrême du  $^{26}\text{Ne}$  où toutes ses sous-couches neutrons sont remplies jusqu'à  $s_{1/2}$ , on ne peut former que les états purs de modèle en couches  $3/2^+$  en déposant un neutron sur la sous-couche  $d_{3/2}$ , ou ceux de parité négative en déposant un neutron sur une sous-couche de la couche  $fp$ .

La fonction d'onde du  $^{26}\text{Ne}$  est en fait une superposition de configurations de modèle en couches

$$\begin{aligned}
 |\Psi(^{26}\text{Ne}_{gs})\rangle = & \alpha |\nu(d_{5/2})^6 (s_{1/2})^2 (d_{3/2})^0\rangle \\
 & + \delta |\nu(d_{5/2})^6 (s_{1/2})^0 (d_{3/2})^2\rangle \\
 & + \omega |\nu(d_{5/2})^4 (s_{1/2})^2 (d_{3/2})^2\rangle \\
 & + \dots
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

où seules les configurations neutron ( $\nu$ ) sont représentées.

D'après les observations faites sur les isotones  $N = 16$  riches en neutron (voir chapitre 1), on s'attend à avoir  $\alpha$  proche de 1, et les autres composantes, telles que  $\delta$  et  $\omega$ , plus faibles. Les calculs de modèle en couches avec l'interaction USD de la fonction d'onde du  $^{26}\text{Ne}$  confirment cette intuition puisque  $\alpha = 0.77$ ,  $\delta = 0.35$ , et  $\omega = 0.29$ , dans le cas où la fonction d'onde est normalisée à 1.

Dans le cadre de USD, l'espace de valence est restreint à la couche  $sd$  : dans chacune des configurations qui contribue à  $|\Psi(^{26}\text{Ne}_{gs})\rangle$ , les sous-couches de la couche  $fp$  sont vides. Des calculs de modèle en couches en considérant la couche  $fp$  [72] ont montré qu'elle intervient faiblement dans la fonction d'onde du fondamental de  $^{26}\text{Ne}$ . Sous ces hypothèses, il est donc toujours possible d'y déposer un neutron : les états de parité négative sont favorisés par la réaction (d,p). Il en est de même pour la sous-couche  $d_{3/2}$  qui est en grande partie vide dans la fonction d'onde considérée du  $^{26}\text{Ne}$ . Par contre, on voit que pour former un état  $1/2^+$  ( $5/2^+$ ), seulement  $\delta^2 = 12\%$  ( $\omega^2 = 8\%$ ) de la fonction d'onde USD laisse la sous-couche  $s_{1/2}$  ( $d_{5/2}$ ) non pleine de sorte qu'on puisse y déposer un neutron. Les états

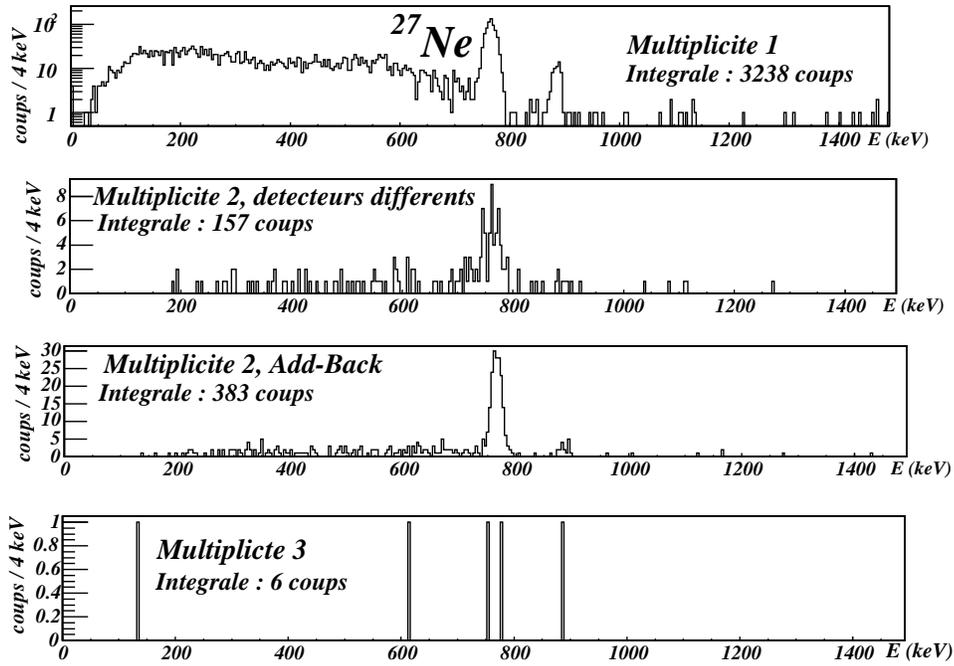


FIG. 5.8 – Spectres de désexcitation  $\gamma$  du  $^{27}\text{Ne}$ . De haut en bas, sont présentés les événements de multiplicité 1, de multiplicité 2 dans des détecteurs différents, les événements Compton de multiplicité 2 reconstruits ayant eu lieu dans deux cristaux adjacents, et de multiplicité 3.

de parité positive (à l'exception du  $3/2^+$ ) semblent *a priori* peu favorisés par la réaction (d,p).

### 5.1.2.2 Spectre d'énergie d'excitation

La sélection du  $^{27}\text{Ne}$  dans le plan focal de VAMOS fournit les spectres de désexcitation  $\gamma$  de la figure 5.8. Les spectres de multiplicité 1 et de multiplicité 2 reconstruits présentent clairement deux pics vers 765 keV et 885 keV. La correction de l'effet Doppler est effectuée avec  $\beta=0.105$ . La figure 5.9 présente la décomposition du spectre de désexcitation du  $^{27}\text{Ne}$  (multiplicité 1 + add-back) suivant les trois couronnes angulaires à  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $135^\circ$  : la valeur  $\beta = 0.105$  est celle qui permet d'aligner l'énergie de la transition à 765 keV aux différents angles, ainsi que la transition à 885 keV bien que la statistique soit plus faible. Les spectres ne permettent pas de mettre en évidence d'autre transition.

On peut d'ores et déjà noter que le choix de la spectroscopie  $\gamma$  plutôt que la spectroscopie par détection de particules chargées s'est avéré essentiel. En effet, nous n'aurions pas pu séparer ces deux transitions à 120 keV l'une de l'autre.

Pour définir l'énergie des deux transitions observées, nous avons effectué un ajustement par méthode des moindres carrés des deux pics par deux Gaussiennes sur un fond localement linéaire de la forme

$$y = ax + b + ce^{\frac{(x-x_1)^2}{2\sigma_1^2}} + de^{\frac{(x-x_2)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (5.4)$$

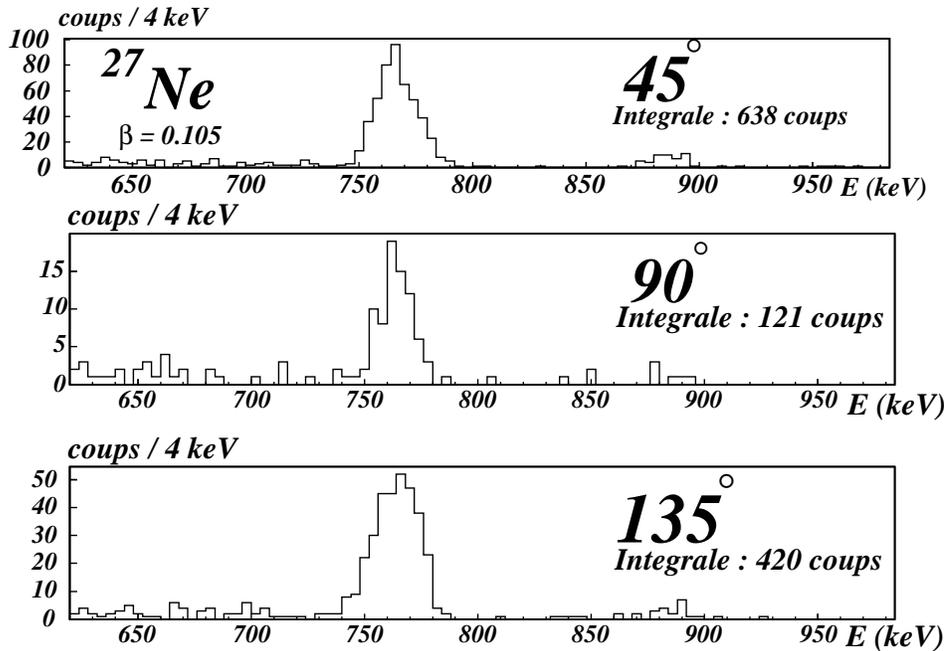


FIG. 5.9 – Spectres de désexcitation  $\gamma$  du  $^{27}\text{Ne}$  séparé pour chaque couronne angulaire de détection :  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $135^\circ$ .

On aboutit à l'ajustement de la figure 5.10 et aux paramètres réunis dans le tableau 5.2.

L'incertitude sur l'énergie des transitions est d'ordre statistique et provient aussi de la faible incertitude (1 keV) provenant de la calibration en énergie. On obtient finalement pour les deux transitions :

- 765(1) keV, de largeur LTMH = 21(1) keV,
- 885(2) keV, de largeur LTMH = 14(2) keV.

D'après la relation 4.3, nous trouvons une largeur théorique de 14 keV pour le pic à 765 keV, et de 15 keV pour le pic à 885 keV. La largeur mesurée pour le pic à 885 keV est compatible avec l'estimation théorique. Par contre, la largeur mesurée pour le pic à 765 keV dépasse de 50 % la largeur théorique.

On se propose maintenant d'interpréter ce désaccord. Lorsque l'on regarde attentivement la forme du pic à 765 keV à  $45^\circ$  sur la figure 5.9, on remarque que celui-ci n'est pas de forme Gaussienne, mais qu'il présente légère asymétrie : une traîne du côté haute énergie. Inversement, le pic correspondant à  $135^\circ$  présente une extension à basse énergie. Dans cette expérience, deux effets peuvent *a priori* être responsables des distorsions de la forme des pics :

- un temps de vie du niveau excité de l'ordre de  $\frac{e}{\beta \times c}$  où  $e$  est l'épaisseur de la cible et  $c$  la vitesse de la lumière. Cet effet est d'ailleurs utilisé pour mesurer des temps de vie [66].
- à la variation de la section efficace de la réaction en fonction du lieu de réaction dans la cible.

Nous montrons ici que l'approximation de prendre un  $\beta$  moyen pour la correction Dop-

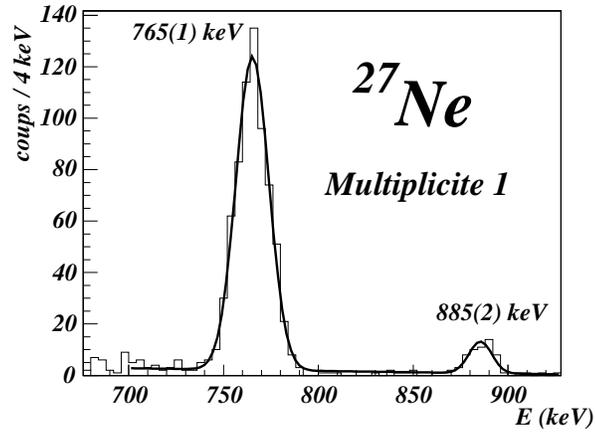


FIG. 5.10 – Ajustement du spectre de désexcitation  $\gamma$  du  $^{27}\text{Ne}$  par la paramétrisation de la formule 5.4. Les paramètres issus de l’ajustement sont résumés dans le tableau 5.2.

pler pour une section efficace qui varie suivant le lieu de la réaction dans la cible reproduit les distorsions observées. Nous reviendrons ultérieurement sur le temps de vie du niveau père de la transition à 765 keV.

La section efficace de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  dépend de l’énergie du  $^{26}\text{Ne}$ . Dans le cas de la cible épaisse utilisée, l’énergie en début de cible (9.7 MeV/u) est très différente de l’énergie en fin de cible (6 MeV/u). Il est alors possible d’avoir une différence de section efficace non négligeable suivant le lieu de la réaction. Considérons le cas de la figure 5.11 : la section efficace de réaction est maximale pour une énergie qui correspond à un lieu de réaction en fin de cible. La vitesse  $\beta_0$  du  $^{27}\text{Ne}$ , qui correspond au maximum de la section efficace, est celle qui permet d’aligner, par correction de l’effet Doppler, les maxima des pics de la transition à l’énergie  $E_0$  aux différents angles de détection. On distingue deux types d’événements :

- les  $\gamma$  de la transition qui seront émis à  $\beta > \beta_0$  (zone 1) ne seront pas assez corrigés de l’effet Doppler : sur le spectre corrigé,  $E > E_0$  à  $45^\circ$ , et  $E < E_0$  à  $135^\circ$ .

	valeur	erreur
a ( $\text{keV}^{-1}$ )	-0.011	0.004
b	10.	3.
c	122.	6.
$x_1$ (keV)	765.2	0.4
$\sigma_1$ (keV)	8.7	0.3
d	12.	2.
$x_2$ (keV)	885.	1.
$\sigma_2$ (keV)	6.0	0.8

TAB. 5.2 – Paramétrisation de l’ajustement des deux pics présents dans le spectre de décroissance  $\gamma$  du  $^{27}\text{Ne}$ .

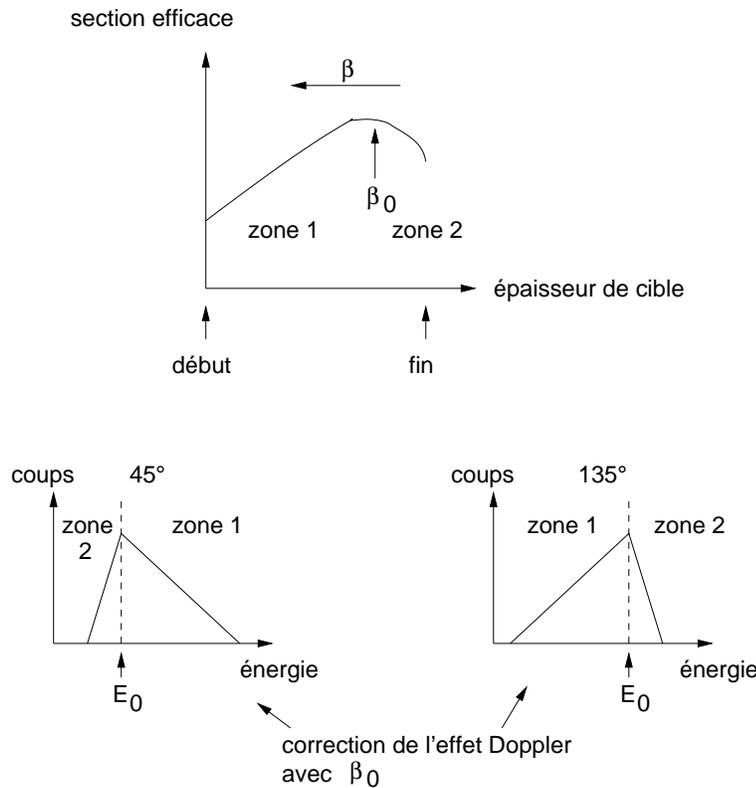


FIG. 5.11 – Schéma d’une situation où la section efficace de réaction est maximale pour une réaction en fin de cible.

- Les  $\gamma$  émis à  $\beta < \beta_0$  (zone 2) seront trop corrigés de l’effet Doppler.

Dans le cas de la figure, l’intégrale de la section efficace dans la zone 1 est supérieure à celle de la zone 2. Les pics seront asymétriques par rapport à leur maximum dans les spectres de désexcitation : avec plus de coups à haute énergie à  $45^\circ$ , et plus de coups à basse énergie à  $135^\circ$ , comme l’indique le bas de la figure 5.11. C’est exactement ce qu’on observe pour les spectres de désexcitation du  $^{27}\text{Ne}$ . Cette distorsion des pics peut expliquer le décalage entre la largeur théorique et la largeur donnée par un ajustement Gaussien. Quantitativement, nous avons évalué des sections efficaces de réaction (d,p) pour un niveau à 765 keV en considérant différents moments angulaires. Il en résulte une tendance générale : la section efficace est approximativement deux fois plus importante en fin de cible qu’en début de cible. Cette tendance va dans le sens qui permet d’expliquer les asymétries des pics. En prenant en compte cette dépendance dans une simulation GEANT, nous avons reproduit quantitativement la largeur et la forme observées du pic à 765 keV aux différents angles.

**Simulation du spectre  $\gamma$**  Afin de s’assurer que l’ensemble du spectre  $\gamma$  peut être reproduit en considérant uniquement les deux transitions observées, une simulation GEANT (voir partie 2.4.4) du spectre a été effectuée pour reproduire qualitativement la partie basse énergie du spectre. Dans la simulation, l’effet Doppler est corrigé de la même manière qu’avec les données expérimentales. Le spectre considéré ne contient que les événements de multiplicité 1. Les deux transitions à 765 keV et 885 keV ont été prises en compte dans la simulation en considérant les paramètres issus de l’ajustement (tableau 5.2). A la simu-

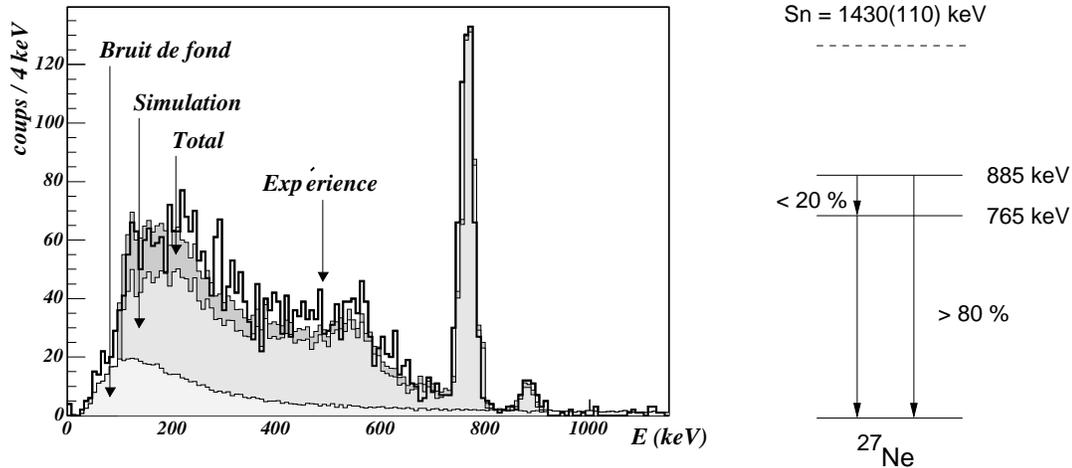


FIG. 5.12 – Gauche : Simulation GEANT du spectre de décroissance  $\gamma$  du  $^{27}\text{Ne}$ . Seuls les événements de multiplicité 1 sont considérés.

Droite : Schéma de niveaux du  $^{27}\text{Ne}$  obtenu d'après l'expérience.

lution a été ajouté un spectre de bruit de fond expérimental (rayonnement des matériaux de la salle d'expérience) normalisé pour ajuster les données. Ce spectre est obtenu à partir des données  $^{26}\text{Ne}+d$  en considérant des événements qui ne sont pas corrélés en temps avec le faisceau (voir figure 3.4).

Le résultat est illustré sur la figure 5.12. La partie à basse énergie ( $E_\gamma < 700$  keV) est bien reproduite : le front Compton expérimental de la transition à 765 keV, une structure piquée à 500 keV, est bien reproduit par la simulation. La forme du spectre Compton simulé correspond bien à celle mesurée, et l'intensité relative pic photoélectrique/front Compton est reproduite.

L'ajustement (simulation et bruit de fond) sous-estime un peu les données aux environs de 300 keV : cet effet peut être imputé aux  $\gamma$  de désexcitation du  $^{27}\text{Ne}$  rétrodiffusés par les différents matériaux proches des cristaux (structure d'EXOGRAM, corps des détecteurs situé derrière les cristaux, ...) qui ne sont pas pris en compte dans la simulation. Ces événements se caractérisent dans les spectres  $\gamma$  par une structure étalée autour de 250-300 keV [67].

Nous pourrions penser à une source de "bruit" supplémentaire que nous n'avons pas considérée dans la simulation : des événements liés au faisceau qui ne sont pas issus de la désexcitation du  $^{27}\text{Ne}$ . Un exemple serait des neutrons produits par le faisceau au passage d'un détecteur de faisceau en amont de la cible et détectés par EXOGAM, ou encore des  $\gamma$  émis par une interaction entre le faisceau et le porte-cible. De tels événements ne se produisent *a priori* pas dans l'expérience et ne sont visiblement pas nécessaires pour reproduire le spectre  $\gamma$ .

Finalement, l'ensemble du spectre  $\gamma$  est bien reproduit en considérant les deux transitions à 765 keV et 885 keV, ainsi qu'une faible composante de bruit de fond.

**Schéma de niveaux du  $^{27}\text{Ne}$**  On peut se demander si ces deux transitions sont en coïncidences l'une avec l'autre. Le spectre des événements de multiplicité 2 détectés dans deux détecteurs différents (deuxième spectre de la figure 5.8) présente une accumulation de coups correspondant au pic à 765 keV. Une analyse de ces événements montre qu'ils sont des coïncidences fortuites entre la transition à 765 keV et des  $\gamma$  de basse énergie. Ainsi, on n'observe pas de corrélation  $\gamma$ - $\gamma$  correspondant à deux transitions de 765 keV et 885 keV en cascade. Cependant, la faible statistique du pic à 885 keV et l'efficacité  $\gamma$  de  $\sim 5\%$  laissent la possibilité d'avoir ces deux transitions en cascade sans en observer d'événements.

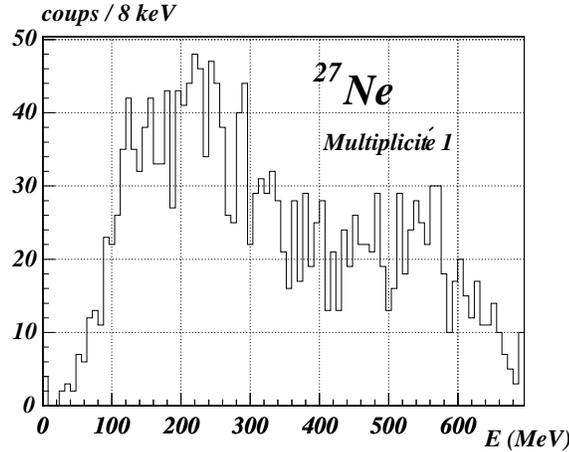
La faible énergie de séparation d'un neutron du  $^{27}\text{Ne}$  nous permet cependant de supposer que ces deux transitions ne sont pas en cascade. En effet, si les deux transitions étaient en cascade, cela impliquerait un niveau lié à  $765+885=1650\text{ keV} > S_n = 1430(110)\text{ keV}$ , soit un niveau à deux  $\sigma$  au dessus du seuil de séparation d'un neutron. Dans le cas d'un état non lié, on ne s'attend pas à une compétition entre une décroissance  $\gamma$  de faible énergie et l'émission d'un neutron usuellement beaucoup plus rapide, comme cela peut être observé dans la décroissance des résonances géantes avec un faible taux d'embranchement par transition  $\gamma$  très rapides de type E1 de l'ordre de 10 MeV. Cependant, certains cas particuliers montrent une décroissance  $\gamma$  pour un état au dessus du seuil de séparation d'un neutron : on peut citer le cas du  $^9\text{Be}$  qui a un état à MeV juste au dessus du seuil de séparation d'un neutron ( $S_n = \text{MeV}$ ), dont la largeur s'étend sous le seuil, ce qui ralentit la décroissance par neutron. De même, le  $^{21}\text{O}$  possède un état  $9/2^+$  (orbitale  $l=4$ ) à 1.1 MeV au dessus du seuil de séparation d'un neutron ( $S_n = \text{MeV}$ ) [20] : la décroissance de cet état par émission d'un neutron est ralentie par la barrière centrifuge du neutron et on observe une décroissance de cet état non lié par transition M1 de MeV. Ainsi, on ne peut exclure dans notre cas la possibilité d'un tel cas de figure. Nous pouvons juste estimer que les deux transitions observées correspondent *probablement* à la désexcitation de deux niveaux excités liés à 765 keV et 885 keV.

Aucun autre pic n'est identifiable ni dans le spectre de multiplicité 1, ni dans celui d'add-back (événements Compton de multiplicité 2 reconstruits). En particulier, la figure 5.13 indique qu'on ne distingue pas clairement de transition d'énergie  $885 - 765 = 120\text{ keV}$ . La coupure des seuils de détection des cristaux pour une transition à 100 keV est estimée grossièrement à 50 % d'après un spectre de bruit de fond de chaque cristal comparé à la simulation. Si elle existait, une telle transition ne serait donc pas "totalement coupée" par les seuils de détection. Nous verrons d'ailleurs par la suite une transition d'une énergie proche pour le  $^{26}\text{Na}$  (partie 5.2.3).

Un faible taux d'embranchement  $\tau$  du niveau à 885 keV vers le niveau à 765 keV par rapport à l'émission directe vers le fondamental peut expliquer la non observation de cette transition. Pour estimer une borne supérieure de  $\tau$ , il est nécessaire de prendre en compte :

- les efficacités de détection de transitions à 120 keV et 885 keV,
- le nombre de  $\gamma$  détectés à 885 keV,
- la quantité de bruit de fond à 120 keV,
- un critère statistique qui définit un nombre de coups dans le pic à 120 keV à partir duquel on devrait voir la transition.

Une simulation GEANT de l'efficacité de détection pour une transition de 120 keV donne  $\epsilon(120\text{ keV})=12\%$ , à comparer à une efficacité de  $\epsilon(885\text{ keV})=6.4\%$  pour une transition de 885 keV. On considérant les coupures des seuils des discriminateurs des cristaux,


 FIG. 5.13 – Partie basse énergie du spectre  $\gamma$  de multiplicité 1 du  $^{27}\text{Ne}$ .

on aboutit à une efficacité de détection d'environ 6% pour une transition de 120 keV. Pour une transition de 120 keV, la largeur attendue est d'environ 3 keV LTMH. On s'attend donc, pour une telle transition, à avoir la totalité des coups dans un canal pour un échantillonnage de 8 keV/canal. Etant donné le nombre d'événements  $N_c$  (Compton et bruit de fond) présents à 120 keV (environ  $N_c=40$  par canal de 8 keV sur le premier spectre de la figure 5.8), pour identifier une transition à " $2\sigma$ ", on doit au moins détecter

$$N_{\min} = 2 \times \sqrt{N_c} \quad (5.5)$$

événements.

Ce qui donne la valeur limite  $N_{\min} = 13$  coups. Enfin, dans le spectre de multiplicité 1, le nombre de photons détectés à 885 keV est de  $N(\gamma)_d(885 \text{ keV}) = 56$  coups.

Soit  $N_{\text{tot}}(885 \text{ keV})$  le nombre total de transferts vers le niveau à 885 keV au cours de l'expérience, on aboutit aux relations

$$\begin{aligned} N(\gamma)_d(885 \text{ keV}) &= \epsilon(885 \text{ keV})N_{\text{tot}}(885 \text{ keV})(1 - \tau) \\ N_{\min} &> \epsilon(120 \text{ keV})N_{\text{tot}}(885 \text{ keV})\tau \end{aligned} \quad (5.6)$$

ce qui implique

$$\tau < \frac{N_{\min}}{N_{\min} + \frac{\epsilon(120 \text{ keV})}{\epsilon(885 \text{ keV})}N(\gamma)_d(885 \text{ keV})} \quad (5.7)$$

On obtient ainsi une limite supérieure du taux d'embranchement  $\tau$  de l'état à 885 keV vers l'état à 765 keV de 20 %. Ainsi, la décroissance de l'état à 885 keV vers le fondamental est nettement favorisée par rapport à celle vers l'état à 765 keV.

Ce schéma de niveaux (basé sur l'hypothèse que les deux transitions ne sont pas en cascade) est confirmé par les résultats préliminaires d'une expérience de knock-out d'un neutron  $^{28}\text{Ne}(^9\text{Be}, X)\gamma^{27}\text{Ne}$  où la transition de 120 keV entre les deux états excités a été observée [?].

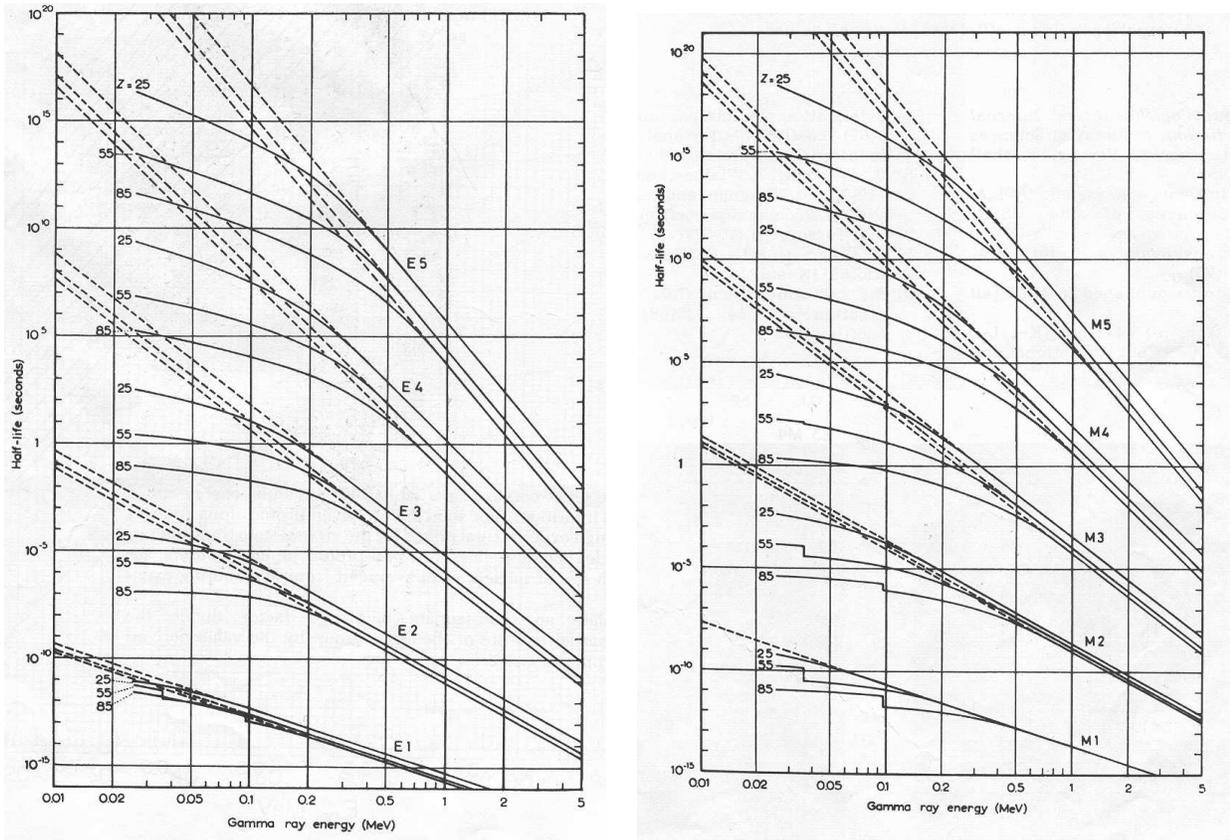


FIG. 5.14 – Estimations Weiskopf du temps de demie vie pour les différents types de transitions électriques (gauche) ou magnétiques (droite) en fonction de l'énergie.

### 5.1.2.3 Temps de vie des transitions

Le protocole expérimental utilisé permet d'apporter des contraintes sur les types de transitions observées. Une idée du temps de vie d'un niveau en fonction de son énergie d'excitation et de la nature de la transition est donnée par les estimations de Weiskopf (voir figure 5.14).

Ces estimations sont basées sur une approximation de recouvrement total des fonctions d'ondes initiales et finales de la transition : de fait, ces estimations sont la plupart du temps des bornes inférieures du temps de vie des niveaux. On définit à cet effet la largeur réduite  $|M|^2$  d'une transition qui exprime la largeur  $\Gamma$  d'un niveau, ou son temps de demie vie  $\tau$  en unités Weiskopf

$$|M|^2 = \frac{\Gamma}{\Gamma_W} = \frac{\tau_W}{\tau} \quad (5.8)$$

où  $\Gamma_W$  et  $\tau_W$  sont les estimations Weiskopf de la largeur du niveau et de son temps de demie vie, respectivement. Les valeurs limites dans lesquelles il est raisonnable de s'attendre à trouver  $|M|^2$  sont rassemblées dans le tableau 5.3. Lorsque  $|M|^2$  est plus grand que 1, on dit que la transition est accélérée, dans le cas contraire, elle est dite ralentie.

Ainsi, dans le cas d'un premier état excité 765 keV pour le  $^{27}\text{Ne}$  qui décroîtrait par une transition M2, E3, M3, ... Les estimations Weiskopf donnent, pour cette énergie, un

multipolarités	limite inférieure	limite supérieure
E1	$10^{-9}$	$10^{-3}$
M1	$10^{-4}$	1
E2	$10^{-4}$	$10^3$
M2	$10^{-3}$	1
E3	$10^{-5}$	1
M3	$10^{-3}$	10

TAB. 5.3 – Limites inférieures et supérieures de la largeur partielle  $|M|^2$  suivant la multipolarité considérée. Pour les transition E2, la plupart du temps  $|M|^2$  est comprise entre 1 et  $10^3$ , c'est-à-dire que la transition est accélérée.

temps de vie supérieur à 10 ns (voir figure 5.14). D'après le tableau 5.3, cette valeur est une limite inférieure. On a donc, dans le cas d'une multipolarité M2, E3, M3, . . . ,

$$\tau(765 \text{ keV}) > 10 \text{ ns} \quad (5.9)$$

En sortie de cible, la vitesse du  $^{27}\text{Ne}$  est de l'ordre de 10 % de la vitesse de la lumière, ce qui fait qu'en 10 ns, le  $^{27}\text{Ne}$  a parcouru 30 cm. Cette distance est grande relativement à la distance caractéristique cible-détecteurs, de sorte qu'un niveau avec un tel temps de vie doit présenter de fortes distorsions dans son spectre de désexcitation  $\gamma$ . Le fait d'être émis après la cible doit diminuer l'angle solide des détecteurs à  $135^\circ$  : on devrait alors compter beaucoup moins de coups dans les détecteurs à l'arrière. Le spectre de désexcitation d'un niveau à 765 keV et de temps de vie 10 ns a été simulé avec le programme GEANT. Le résultat de la simulation est comparé au cas où la transition est instantanée et à ce qu'on a obtenu au cours de l'expérience sur la figure 5.15.

Il apparaît très clairement que le spectre observé au cours de l'expérience, ainsi que la répartition des coups sur les différents cristaux d'EXOGAM, ne sont pas compatibles avec un temps de vie supérieur à 10 ns. Il est par contre très similaire au spectre simulé pour une transition instantanée (i.e. au temps de vie semblable ou inférieur au temps de traversée de la cible :  $\tau_{1/2} < 50 \text{ ps}$ ).

Finalement, nos observations sont compatibles avec des transitions rapides à 765 keV et 885 keV de type E1, M1 ou E2.

#### 5.1.2.4 Sections efficaces : sélectivité de la réaction (d,p)

La selectivité de la réaction (d,p) va apporter des informations supplémentaires spécifiques sur les niveaux produits. Dans cette partie les sections efficaces absolues de production des différents états observés sont évaluées. Toutes les sections efficaces  $\bar{\sigma}$  discutées sont, de façon implicite, intégrées dans le cône d'acceptance angulaire de VAMOS de  $2.7^\circ_{\text{lab}}$

$$\bar{\sigma} = \int_{\text{VAMOS}} \frac{d\sigma(\Omega)}{d\Omega} d\Omega \quad (5.10)$$

**5.1.2.4.1 Rapport des sections efficaces pour les deux états excités** Les sections efficaces  $\bar{\sigma}(885\text{keV})$  et  $\bar{\sigma}(765\text{keV})$  de production du  $^{27}\text{Ne}$  dans ses états excités sont reliées

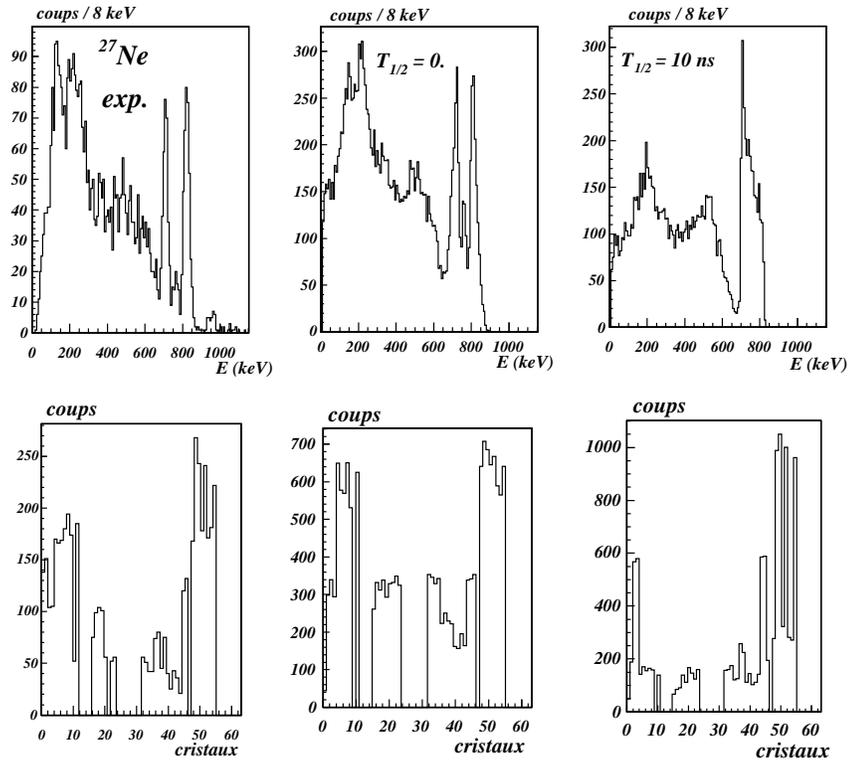


FIG. 5.15 – Haut : comparaison du spectre brut de désexcitation  $\gamma$  du  $^{27}\text{Ne}$  sans correction de l'effet Doppler à des simulations GEANT pour différents temps de vie (nul et 10 ns) du premier état excité à 765 keV. Bas : répartition des coups sur les différents cristaux.

aux nombres de coups  $N(\gamma)_d$  détectés dans les pics du spectre de désexcitation du  $^{27}\text{Ne}$  par

$$\begin{aligned} N(\gamma)_d(885 \text{ keV}) &= \epsilon(885 \text{ keV}) \times \bar{\sigma}(885\text{keV}) \times e \times N_{\text{inc}} \times (1 - TM) \times (1 - \tau) \\ N(\gamma)_d(765 \text{ keV}) &= \epsilon(765 \text{ keV}) \times (\bar{\sigma}(765\text{keV}) + \tau \times \bar{\sigma}(885\text{keV})) \\ &\quad \times e \times N_{\text{inc}} \times (1 - TM) \end{aligned} \quad (5.11)$$

où

- $N(\gamma)_d(765 \text{ keV})$  et  $N(\gamma)_d(885 \text{ keV})$  sont les nombres de  $\gamma$  dans le pic photoélectrique des transitions à 765 keV et 885 keV, respectivement. Nous avons considéré ici uniquement les détecteurs à l'avant et à l'arrière, en omettant les détecteurs à  $90^\circ$  afin de nous affranchir des problèmes d'efficacité liés à ces détecteurs.
- $\epsilon(765\text{keV})$  ( $\epsilon(885\text{keV})$ ) est l'efficacité de détection d'EXOGRAM dans le pic photoélectrique reconstruit de l'effet Doppler pour une transition de 765 keV (885 keV) émise en vol à  $\beta \simeq 0.1$ .
- Le temps mort  $TM$  de l'expérience est dû à VAMOS. Il est de l'ordre de 10%.  $N_{\text{inc}}$  est le nombre de  $^{26}\text{Ne}$  incident sur la cible et  $N_{\text{inc}}(1 - TM)$  est le nombre total d'événements recueillis dans le plan focal. Nous avons pris soin de prendre en compte les différents états de charge présents dans le plan focal. Les événements de  $^{26}\text{Ne}$  et de charge  $Q=9^+$  ont été soustraits. En effet, à la sortie de la cible une certaine proportion de  $^{27}\text{Ne}$  se trouve dans l'état de charge  $10^+$ , et une autre proportion dans les autres états de charge (essentiellement l'état  $9^+$ ), c'est aussi le cas pour le  $^{26}\text{Ne}$  dans les mêmes proportions. Dans le plan focal nous avons traité le  $^{27}\text{Ne}^{10+}$ , il faut donc comparer son taux de production à l'état de charge  $10^+$  du faisceau transmis par VAMOS.
- $e$  est l'épaisseur de la cible ( $5.54 \pm 0.14 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ).
- $\tau$  est le rapport d'embranchement du niveau à 885 keV vers le niveau à 765 keV.

Les relations 5.11 permettent d'obtenir le rapport des sections efficaces en fonction du rapport des nombres de coups détectés dans les deux pics à 765 keV et 885 keV. L'efficacité de détection de VAMOS n'est pas considérée car elle est identique pour les noyaux émetteurs de l'une ou l'autre des deux transitions. On obtient

$$\bar{\sigma}(765 \text{ keV})/\bar{\sigma}(885 \text{ keV}) = (1 - \tau) \frac{\epsilon(885 \text{ keV}) N(\gamma)_d(765 \text{ keV})}{\epsilon(765 \text{ keV}) N(\gamma)_d(885 \text{ keV})} - \tau \quad (5.12)$$

L'ajustement précédent des deux pics (tableau 5.2) permet de calculer le rapport d'intensité des deux transitions avec soustraction du bruit de fond. Nous avons considéré ici les événements de multiplicité 1. Les incertitudes sur chaque intégrale sont statistiques. Elles contribuent quadratiquement à l'incertitude finale. Le rapport des intégrales de chaque ajustement est

$$N(\gamma)_d(765 \text{ keV})/N(\gamma)_d(885 \text{ keV}) = 530(\pm 23)/56(\pm 7) = 9.46 \pm 1.25 \quad (5.13)$$

Ce rapport doit être corrigé des efficacités photoélectriques  $\epsilon$  obtenues par simulation pour les deux énergies 765 keV et 885 keV. L'incertitude sur ce rapport d'efficacité due aux imperfections de la simulation est estimée à moins de 5 %. On obtient

$$\epsilon(885\text{keV})/\epsilon(765\text{keV}) = 0.93 \pm 0.05 \quad (5.14)$$

Enfin nous avons déduit précédemment une borne supérieure du taux d'embranchement  $\tau$  de 20 %.

On aboutit au rapport des sections efficaces

$$\bar{\sigma}(765\text{keV})/\bar{\sigma}(885\text{keV}) = (1 - \tau) \times (8.82 \pm 1.32) - \tau \quad (5.15)$$

Soit pour  $\tau = 0$  % (20 %),  $\bar{\sigma}(765 \text{ keV})/\bar{\sigma}(885 \text{ keV})=8.82\pm 1.32$  ( $6.84\pm 1.06$ ).

**5.1.2.4.2 Sections efficaces absolues** Nous reprenons les relations 5.11 pour déterminer les sections efficaces absolues des réactions  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  vers les deux états excités. La section efficace  $\bar{\sigma}(765 \text{ keV})$  de production du  $^{27}\text{Ne}$ , intégrée dans l'acceptance de VAMOS ( $2.7^\circ$ ), dans le premier état excité à 765 keV est évaluée suivant la relation

$$\bar{\sigma}(765 \text{ keV}) = \frac{N(\gamma)_d(765 \text{ keV})/\epsilon(765 \text{ keV}) - \frac{\tau}{1-\tau}N(\gamma)_d(885 \text{ keV})/\epsilon(885 \text{ keV})}{N_{\text{inc}}(1 - TM)e} \quad (5.16)$$

Finalement, on obtient pour la transition à 885 keV

$$\bar{\sigma}(885 \text{ keV}) = \frac{1}{1 - \tau}(2.5 \pm 0.5) \text{ mb} \quad (5.17)$$

soit  $2.5\pm 0.5$  mb pour  $\tau=0$  % et  $3.1\pm 0.6$  mb pour  $\tau=20$  %.

Pour la transition à 765 keV

$$\bar{\sigma}(765 \text{ keV}) = (21.9 \pm 2.3) \text{ mb} - \tau \times \bar{\sigma}(885 \text{ keV}) \quad (5.18)$$

soit  $21.9\pm 2.3$  pour  $\tau=0$  % et  $21.4\pm 2.3$  pour  $\tau=20\%$ . Notons que l'incertitude sur le rapport d'embranchement  $\tau$  influe peu sur la valeur de  $\bar{\sigma}(765 \text{ keV})$ .

La section efficace totale de production du  $^{27}\text{Ne}$  (état fondamental + états excités) nécessite le comptage du nombre  $N_{\text{tot}}(^{27}\text{Ne})$  de  $^{27}\text{Ne}$  détectés dans le plan focal. Nous avons vérifié que le rapport  $R = \frac{N_{\text{tot}}(^{27}\text{Ne})}{N_{\text{inc}}(1-TM)}$  est constant au cours de l'expérience à mieux que 10 %. Cette vérification est un gage de la validité du résultat obtenu.

Finalement la section efficace de production du fondamental du  $^{27}\text{Ne}$ , intégrée dans l'acceptance angulaire de VAMOS, peut être évaluée sous les deux hypothèses

- qu'il n'y a pas d'autre état lié non observé,
- que les effets de l'acceptance angulaire de VAMOS puissent être considérés égaux pour tous les états du  $^{27}\text{Ne}$ .

Sous ces hypothèses, le nombre total  $N_{\text{gs}}$  de  $^{27}\text{Ne}$  produits dans l'état fondamental et détectés dans VAMOS est donné par

$$N_{\text{gs}} = N_{\text{tot}}(^{27}\text{Ne}) - \frac{N(\gamma)_d(765 \text{ keV})}{\epsilon(765 \text{ keV})} - \frac{N(\gamma)_d(885 \text{ keV})}{\epsilon(885 \text{ keV})} \quad (5.19)$$

où  $N_{\text{tot}}(^{27}\text{Ne})$  est le nombre de  $^{27}\text{Ne}^{10+}$  détectés dans le plan focal. L'incertitude sur  $N_{\text{tot}}(^{27}\text{Ne})$  est évaluée à 10 % : elle est dû à des impuretés de  $^{26}\text{Ne}$  présentes dans les contours d'identification du  $^{27}\text{Ne}$ . On obtient finalement la section efficace  $\bar{\sigma}(\text{gs})$  de production du  $^{27}\text{Ne}$  dans son état fondamental

$$\bar{\sigma}(\text{gs}) = 4.6 \pm 3.9 \text{ mb} \quad (5.20)$$

couronne	$\theta_{lab}$	$\cos(\theta_{lab})$
1	36.3°	0.805
2	55.5°	0.566
3	81.9°	0.142
4	97.4°	-0.129
5	124.9°	-0.572
6	143.6°	-0.805

TAB. 5.4 – Angles considérés pour la distribution angulaire des  $\gamma$  de la transition de 765 keV du  $^{27}\text{Ne}$ .

Ainsi le premier état excité est beaucoup plus favorisé par la réaction que le fondamental et que le second état excité. Des arguments simples, comme nous les avons évoqués, laissent supposer que les niveaux de parité négative sont beaucoup plus favorisés par rapport aux états de parité positive. L'état à 765 keV est-il compatible avec un état de parité négative ?

### 5.1.2.5 Distribution angulaire

La statistique accumulée pour la transition de 765 keV (530 événements de multiplicité 1) permet *a priori* de mesurer la distribution angulaire des  $\gamma$  correspondants grâce aux trois couronnes angulaires de détecteurs Germanium à 45°, 90° et 135°. Cependant, la configuration de l'expérience ne nous permet pas de tirer d'information de cette mesure. Une discussion sur la distribution angulaire est tout de même présentée dans cette partie afin de mettre en évidence les différentes limites de notre montage expérimental pour effectuer ce type de mesures.

La distribution angulaire des  $\gamma$  doit être faite par rapport à l'axe de propagation de l'éjectile ; en première approximation, nous n'avons pas considéré l'angle d'émission de l'émetteur du  $\gamma$  par rapport à l'axe du faisceau : le montage expérimental limite l'acceptance angulaire de VAMOS à 2.7°, soit une incertitude  $\pm 2.7^\circ$  sur l'angle d'émission du  $\gamma$  de désexcitation par rapport à l'axe de propagation du  $^{27}\text{Ne}$ . Cette incertitude, comparée à l'ouverture angulaire moyenne des segments de  $\Delta\theta = \pm 6^\circ$ , demeure tout à fait acceptable pour notre étude.

Les détecteurs sont disposés autour de la cible sur trois couronnes à 45°, 90° et 135°. Chaque détecteur est divisé en 4 cristaux de sorte qu'il est possible de "séparer" chaque couronne en deux couronnes angulaires. Ainsi, les cristaux d'EXOGAM peuvent être situés sur 6 couronnes angulaires dont les angles  $\theta_{lab}$  par rapport à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire, ainsi que leur *cosinus*  $\cos(\theta_{lab})$ , sont répertoriés dans le tableau 5.4.

Pour obtenir la distribution angulaire des  $\gamma$  par rapport à l'axe du faisceau, il est nécessaire de considérer l'efficacité de détection des cristaux d'EXOGAM. La figure 5.16 présente les résultats de la simulation d'efficacité de détection dans le pic photoélectrique pour une transition de 800 keV, ainsi que la distribution des événements expérimentaux du pic photoélectrique à 765 keV pour chaque cristal (partie gauche de la figure). Sur la même figure, l'efficacité et la distribution expérimentale sont illustrées en fonction du *cosinus* des tranches angulaires considérées (partie droite de la figure). On observe à 90° une baisse de

$\theta_{lab}$	erreur (%)		
	$^{60}\text{Co}$ (aval de la cible)	$^{60}\text{Co}$ (amont de la cible)	maximum
36.3°	16.5	2.6	16.5
55.5°	2.7	20.4	20.4
81.9°	2.9	32.8	49.2
97.4°	48	2.1	72.
124.9°	29	21.	29.
143.6°	9.5	22.	22.

TAB. 5.5 – Erreur sur l’efficacité de détection pour chaque tranche angulaire considérée.

l’efficacité qui correspond au nombre plus réduit de détecteurs à cet angle, et à un écrantage important induit par le porte-cible de la cible cryogénique. Les barres d’erreur de la distribution expérimentale sont statistiques. Pour l’efficacité de détection, nous avons considéré l’écart maximal observé entre la simulation et les deux prises de données d’étalonnage de  $^{60}\text{Co}$  pour la transition à 1.33 MeV (voir figure 2.17 et discussion associée). Etant donné l’écrantage important dû au porte-cible à 90°, nous avons majoré de 50 % l’erreur pour les deux tranches angulaires proches de 90°. Les erreurs utilisées pour l’efficacité de détection sont réunies dans le tableau 5.5.

La distribution angulaire finale  $W(\cos(\theta_{lab}))$  est le rapport de la distribution brute  $N(\cos(\theta_{lab}))$  et de l’efficacité de détection  $\epsilon(\cos(\theta_{lab}))$

$$W(\cos(\theta_{lab})) = \frac{N(\cos(\theta_{lab}))}{\epsilon(\cos(\theta_{lab}))} \quad (5.21)$$

Cette distribution angulaire est présentée sur la figure 5.17. Nous avons ici normalisé arbitrairement la distribution angulaire.

Pour un noyau émetteur (partiellement) aligné, la distribution angulaire des  $\gamma$  d’une transition dépend de la multipolarité de la transition. D’après ce qui précède, il est possible que la transition à 765 keV corresponde à un moment angulaire transféré  $\Delta L = 1$ . Nous allons voir que les conditions de l’expérience ne nous permettent pas de confirmer cette supposition à partir de la distribution angulaire des  $\gamma$ .

Dans le cas d’une transition  $\Delta L = 1$  (E1, M1) pure, la distribution angulaire dans le centre de masse  $W(\cos(\theta_0))$  est de la forme

$$W(\cos(\theta_0)) = 1 + a_2 P_2(\cos(\theta_0)) \quad (5.22)$$

où  $\theta_0$  est l’angle d’émission du  $\gamma$  de désexcitation par rapport à l’axe de la trajectoire du noyau émetteur, et  $P_2$  le polynôme de Legendre d’ordre 2. Le paramètre  $a_2$  prend en compte les spins et parités des états concernés par la transition, la géométrie des détecteurs, et l’alignement de l’émetteur (pour un noyau non aligné  $a_2 = 0$ ).

Dans le cas d’une transition  $\Delta L = 2$  (E2, M2) pure, la distribution angulaire se paramétrise suivant la relation

$$W(\cos(\theta_0)) = 1 + a_2 P_2(\cos(\theta_0)) + a_4 P_4(\cos(\theta_0)) \quad (5.23)$$

où  $P_2$  et  $P_4$  sont les polynômes de Legendre d’ordre 2 et 4, respectivement.

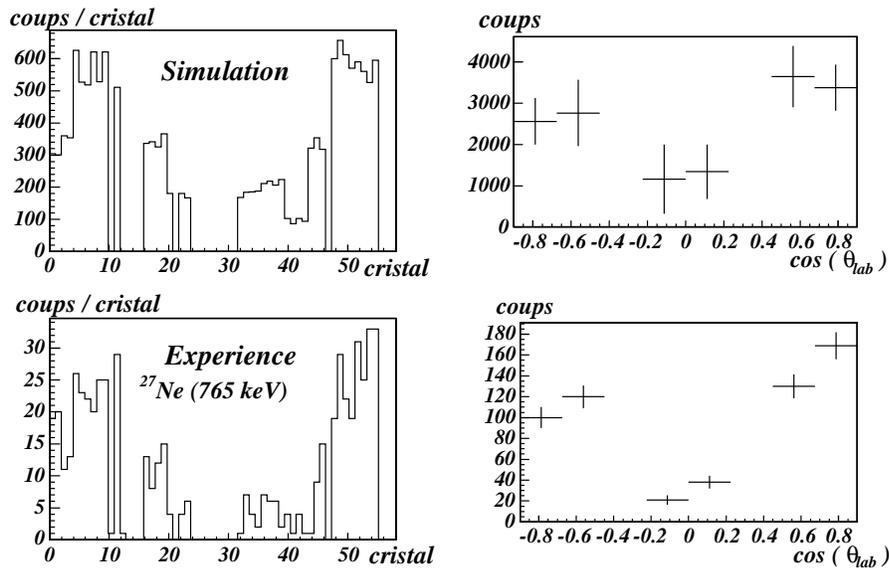


FIG. 5.16 – Haut : simulation d’efficacité de détection d’un  $\gamma$  de 800 keV pour chaque cristal (gauche) et en fonction de  $\cos(\theta_{lab})$  (droite). La simulation a été effectuée sur 50000 tirages isotropes. Bas : distribution des  $\gamma$  de la transition de 765 keV du  $^{27}\text{Ne}$  pour chaque cristal (gauche) et distribution angulaire (non corrigée de l’efficacité de détection) en fonction de  $\cos(\theta_{lab})$  (droite).

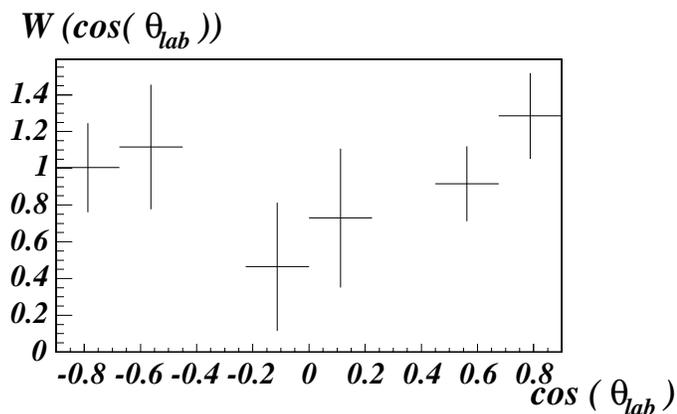


FIG. 5.17 – Distribution angulaire  $W(\cos(\theta_{lab}))$  des  $\gamma$  de la transition de 765(1) keV du  $^{27}\text{Ne}$ .

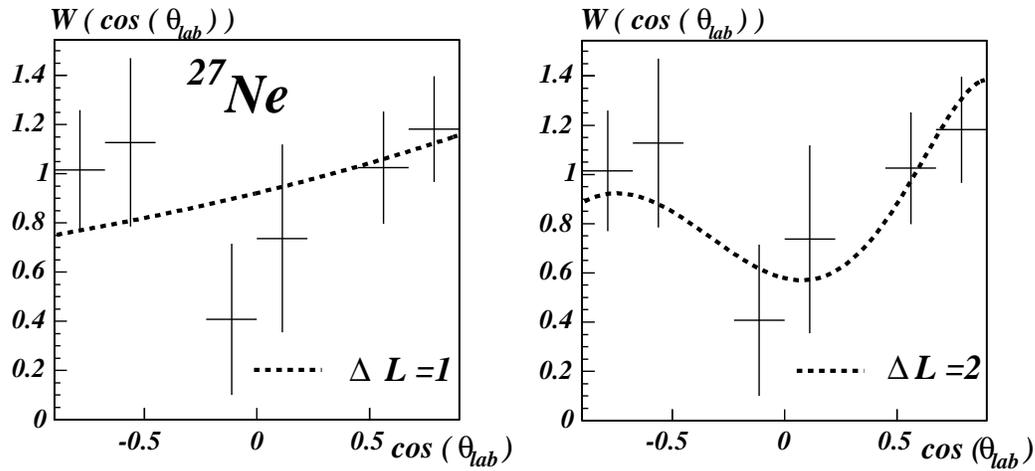


FIG. 5.18 – Ajustement de la distribution angulaire des  $\gamma$  de la transition de désexcitation de 765 keV du  $^{27}\text{Ne}$ . Deux paramétrisations ont été considérées : une correspondant à une transition  $\Delta L = 1$  pure (gauche), et une correspondant à une transition  $\Delta L = 2$  pure (droite).

$\Delta L$	$\chi^2$	A	$a_2$	$a_4$
1	4.8/4	0.93(0.10)	0.00(0.10)	-
2	1.7/3	0.86(0.14)	0.48(0.47)	-0.28(0.73)

TAB. 5.6 – Résultats de l’ajustement de la distribution angulaire des  $\gamma$  de désexcitation par des distributions théoriques correspondant à un moment angulaire de transition  $\Delta L = 1$  et  $\Delta L = 2$ .

La relation entre  $\theta_0$  et l’angle d’émission  $\theta_{lab}$  dans le référentiel du laboratoire est donnée par

$$\cos(\theta_0) = \frac{\cos(\theta_{lab}) - \beta}{1 - \beta \cos(\theta_{lab})} \quad (5.24)$$

Après prise en compte du changement d’angle solide dû au changement de référentiel [68], on obtient

$$W(\cos(\theta_{lab})) = \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos(\theta_{lab}))^2} W(\cos(\theta_0)) \quad (5.25)$$

La distribution angulaire (figure 5.18) est ajustée par deux distributions angulaires théoriques correspondant chacune à des transitions  $\Delta L = 1$  et  $\Delta L = 2$ . Un facteur de normalisation a été considéré comme paramètre pour l’ajustement. Les deux fonctions d’ajustement sont

$$\begin{aligned} W_1(x) &= A(1 + a_2 P_2(x)) \\ W_2(x) &= A[1 + a_2 P_2(x) + a_4 P_4(x)] \end{aligned} \quad (5.26)$$

Le degré de pertinence  $\chi^2$  des deux paramétrisations, ainsi que le meilleur ajustement par la méthode des moindres carrés sont regroupés dans le tableau 5.6.

Les résultats semblent favoriser une transition  $\Delta L = 2$  plutôt qu’une transition  $\Delta L = 1$ , sans pour autant discriminer l’une ou l’autre des deux transitions. En effet, la distinction

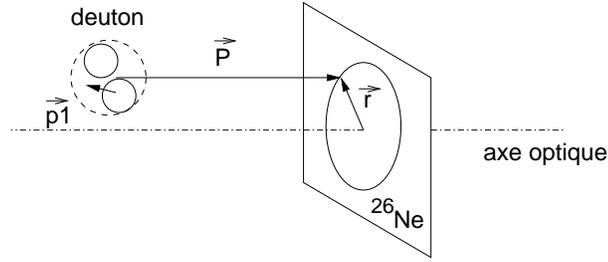


FIG. 5.19 – Schéma classique du transfert d'un neutron par réaction (d,p).

entre deux distributions angulaires correspondant à  $\Delta L=1$  et  $\Delta L=2$  est sensible aux points à  $90^\circ$ . Dans notre cas, c'est justement à  $90^\circ$  que les incertitudes sont les plus grandes. Les erreurs de l'ajustement pour les paramètres  $a_i$  indiquent qu'ils sont compatibles avec zéro : cela pourrait indiquer que les éjectiles ne sont pas alignés.

Un raisonnement simple laisse cependant penser que la réaction (d,p) peut aligner notablement les éjectiles dans un plan perpendiculaire à la direction du faisceau (alignement oblate). Ce raisonnement, inspiré de [69], prend en compte le moment relatif des noyaux incidents et du moment de Fermi du neutron transféré. La direction du moment angulaire total  $\vec{J}$  du  $^{27}\text{Ne}$  est donnée par le moment orbital transféré. D'un point de vue classique,  $\vec{J} = (\vec{P} + \vec{p}_1) \wedge \vec{r}$ , où  $\vec{P}$  est la quantité de mouvement du deuteron dans un référentiel attaché au  $^{26}\text{Ne}$ ,  $\vec{p}_1$  est la quantité de mouvement du neutron dans le deutérium, et  $\vec{r}$  est le lieu de réaction par rapport au centre du  $^{26}\text{Ne}$ . En supposant que le transfert direct (d,p) a essentiellement lieu en surface [70], la quantité de mouvement  $\vec{P}$  est perpendiculaire à  $\vec{r}$ , et  $\vec{P} \wedge \vec{r}$  est perpendiculaire à l'axe du faisceau. De plus, le moment orbital du neutron dans le deutérium ( $L=0$  essentiellement), ainsi que la grande extension spatiale  $\Delta X$  de sa fonction d'onde laissent supposer que  $\vec{p}_1 \simeq \vec{0}$ . On s'attend donc à un alignement oblate du  $^{27}\text{Ne}$  : son moment angulaire total a une projection faible sur l'axe du faisceau.

Il est possible que la compatibilité de l'ajustement avec un alignement nul provienne des grandes barres d'erreur de la distribution angulaire. Les valeurs à  $90^\circ$  ont été estimées de façon arbitraire, ce qui nous pousse à considérer les résultats de l'ajustement comme une indication à confirmer. Il n'est ainsi pas possible d'assigner une multipolarité définitive à la transition de 765 keV.

Pour rendre ce type de mesure concluant, on peut envisager deux améliorations :

- effectuer une mesure d'efficacité complète. Pouvoir placer la source au centre de la cible est la première chose à faire. L'idéal serait de pouvoir faire plusieurs mesures d'efficacité pour différentes positions de la source dans le voisinage de la cible : cela permettrait de valider complètement la simulation de l'efficacité. On pourrait penser pour cela à une tige graduée mobile le long de l'axe du faisceau au bout de laquelle serait fixée la source.
- modifier la géométrie du porte cible afin de pouvoir tourner la cible à  $45^\circ$ , et rendre la cible visible par les détecteurs à  $90^\circ$ .

### 5.1.2.6 Discussion

Nous avons établi le schéma de niveaux de  $^{27}\text{Ne}$ , contraint les types de transitions possibles et mesuré les section efficaces de production des différents états. Nous discutons dans cette partie ces différents résultats en les comparant à des calculs de modèles de structure et de réaction.

**5.1.2.6.1 Comparaison à des calculs de modèle en couches** Notre objectif est d'assigner les moment angulaire et parité des états du  $^{27}\text{Ne}$ . Nous comparons dans un premier temps le schéma de niveaux obtenu au résultat d'un calcul de modèle en couches avec l'interaction USD. Des calculs de modèle en couches avec l'interaction USD ne peuvent prédire que des états de parité positive car les configurations accessibles sont restreintes à l'espace  $sd$ . L'interaction USD reproduit avec succès un bon nombre de niveaux de noyaux de la couche  $sd$  notamment parce que la plupart de ses 66 éléments de matrice à deux corps sont ajustés sur 447 niveaux d'énergie dans la région de masse  $A=18-39$ . Le calcul des états de parité positive des isotones  $N = 17$  avec l'interaction USD montre un très bon accord avec les données existantes de  $^{35}\text{Ar}$  à  $^{29}\text{Mg}$  (voir figure 5.20) pour les premiers états  $3/2^+$ ,  $1/2^+$ , et  $5/2^+$ . Notons que le premier état excité  $1/2^+$  du  $^{29}\text{Mg}$  est mesuré à 55 keV au dessus du fondamental  $3/2^+$  [36], cet effet est bien reproduit par l'interaction USD : le fondamental prédit est un état  $1/2^+$  et le premier état  $3/2^+$  est calculé à 40 keV d'énergie d'excitation. Cette observation indique que USD est capable de reproduire dans cette région des changements de structure importants d'un noyau à l'autre. Ces calculs prédisent pour le  $^{27}\text{Ne}$  un état  $1/2^+$  à 868 keV au dessus de son fondamental  $3/2^+$ , tous les autres états de parité positive calculés sont au dessus du seuil de séparation d'un neutron  $S_n = 1.43(11)$  MeV. Cette énergie est très proche des 765 keV et 885 keV mesurés, ce qui laisse à penser qu'un des deux états excités pourrait être un  $1/2^+$  au dessus d'un fondamental  $3/2^+$ . Le deuxième état excité prédit par USD pour le  $^{27}\text{Ne}$  est un état non lié  $5/2^+$  à 2015 keV d'énergie d'excitation à plus d'un MeV des états observés.

Nous avons vu précédemment que la spectroscopie de basse énergie du  $^{26}\text{Ne}$  est en bon accord avec les données expérimentales existantes : le premier état excité  $2^+$  mesuré à 2018.2 keV est prédit à 2011 keV et le triplet ( $0^+, 2^+, 4^+$ ) prédit autour de 3700 keV est aussi en bon accord avec les résultats expérimentaux (voir figure 5.6). La référence [71] fait état de la spectroscopie  $\gamma$  à basse énergie des  $^{28,29}\text{Na}$  formés par décroissance  $\beta$  retardée : la spectroscopie de basse énergie du  $^{28}\text{Na}$  présente un bon accord avec USD et les états de basse énergie de  $^{28}\text{Na}$  semblent pouvoir être correctement décrits sans faire appel à des configurations intruses provenant de la couche  $fp$ .

Ces constatations montrent que les états de parité positive de basse énergie des isotones  $N = 17$  sont très bien reproduits par USD du  $^{35}\text{Ar}$  au  $^{29}\text{Mg}$ , de même que  $^{26}\text{Ne}$  et  $^{28}\text{Na}$  voisins de  $^{27}\text{Ne}$  de la carte des noyaux. Sans avoir assigné directement les spin et parité des états, on peut supposer qu'une des transitions observées correspond à la décroissance d'un état excité  $1/2^+$  vers un fondamental  $3/2^+$ . Cette supposition repose uniquement sur les bons résultats de l'interaction USD dans la région étudiée, et sur le fait que nous avons confirmé deux états excités à des énergies très proches de l'énergie prédite pour un état excité  $1/2^+$ .

Il faut toutefois considérer avec précaution les résultats de USD pour  $^{27}\text{Ne}$  pour au

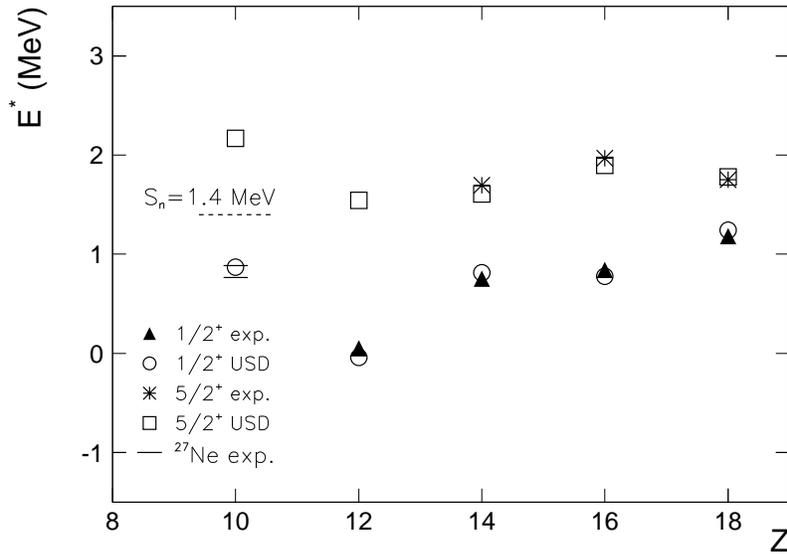


FIG. 5.20 – Systématique des premiers états  $1/2^+$  (expérience : triangles, USD : cercles) et  $5/2^+$  (expérience : astérisques, USD : carrés) des isotones  $N = 17$ . Nos résultats pour le  $^{27}\text{Ne}$  sont représentés par des traits à 765 keV et 885 keV.

moins deux raisons :

- le  $^{27}\text{Ne}$  a un seuil de séparation d'un neutron très bas en énergie ( $S_n = 1.43$  MeV). Les calculs de modèle en couches avec USD que nous avons effectués ne prennent pas en compte explicitement les effets du continuum sur le schéma de niveau des états liés : il se peut que les effets soient importants.
- Utsuno *et al* [72] ont montré, dans un formalisme Monte Carlo Shell Model (MCSM), qu'il faut considérer la couche  $fp$  pour reproduire l'énergie d'excitation du premier état  $2^+$  du  $^{28}\text{Ne}$ , alors que le  $^{26}\text{Ne}$  semble être bien reproduit par USD. USD prédit le premier état  $2^+$  de  $^{28}\text{Ne}$  à 1785 keV alors que les calculs qui considèrent la couche  $fp$  le prédisent à 1310 keV proche de la valeur expérimentale 1320(30) keV [65]. Ces résultats indiquent qu'entre  $^{26}\text{Ne}$  et  $^{28}\text{Ne}$  l'influence de la couche  $fp$  devient visible sur les excitations de basse énergie : les résultats de [72] montrent que le fondamental de  $^{28}\text{Ne}$  contient globalement un neutron dans la couche  $fp$  alors que  $^{26}\text{Ne}$  moins de 0.1. Il faut ainsi s'attendre à une déviation, pas nécessairement importante, par rapport aux calculs de USD pour  $^{27}\text{Ne}$ .

Un calcul de modèle en couches en tenant compte de la couche  $fp$  dans les mêmes conditions que [25] a été effectué pour le  $^{27}\text{Ne}$  [73]. Les résultats sont présentés sur la figure 5.21 et dans le tableau 5.7 où le nombre moyen de neutrons dans la couche  $fp$  pour chaque état est indiqué. Les résultats de USD sont à peu près conservés : le fondamental est un état  $3/2^+$  dont la quasi-totalité des neutrons ne font intervenir que la couche  $sd$  (seulement  $\langle \nu \rangle_{fp} = 0.09$  neutrons en moyenne dans la couche  $fp$ ), le premier état excité de parité positive est un état  $1/2^+$  à 940 keV à une énergie proche de celle calculée avec

niveau	énergie (keV)	$\langle n_{fp} \rangle$
$3/2^+$	0	0.09
$7/2^-$	220	1.02
$3/2^-$	410	1.02
$1/2^+$	940	0.72

TAB. 5.7 – Prédications de modèle en couches avec l'interaction SDFP-M [25].  $\langle n_{fp} \rangle$  indique le nombre moyen de neutrons dans la couche  $fp$  pour chaque état calculé. Seuls les états prédits sous le seuil de séparation d'un neutron ( $S_n=1430(110)$  keV) sont mentionnés.

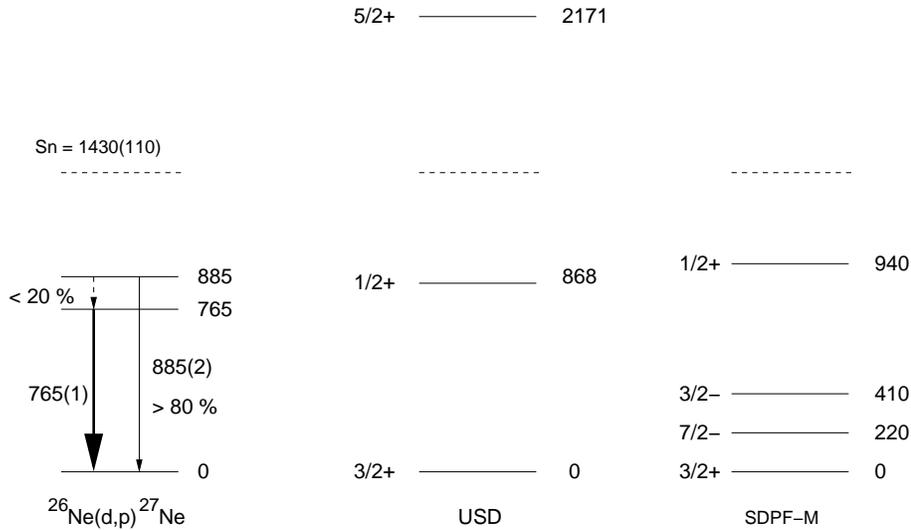


FIG. 5.21 – Comparaison du schéma de niveaux de  $^{27}\text{Ne}$  obtenu au cours de l'expérience et des prédictions de modèle en couches avec l'interaction USD (restreinte à l'espace  $sd$ ) et l'interaction SDFP-M (étendue aux couches  $sd$  et  $fp$ ).

USD mais avec une portion non négligeable de neutrons dans la couche  $fp$  ( $\langle \nu \rangle_{fp}=0.72$ ).

Le résultat important de ces calculs est la présence d'états de parité négative de basse énergie : un état  $7/2^-$  à 220 keV et un état  $3/2^-$  à 410 keV. Un état  $7/2^-$  de basse énergie décroît vers le fondamental  $3/2^+$  par une transition magnétique M2. On verra par la suite que notre dispositif n'est pas adapté pour détecter de telles transitions de longue durée de vie : selon ces prédictions de modèle en couches, nous aurions observé un état de parité négative de basse énergie dans le  $^{27}\text{Ne}$ . Il faut néanmoins se garder de trop se fier à ces calculs où encore trop peu de données sont accessibles dans cette région de noyaux pour contraindre fortement les éléments de matrice non-diagonaux entre les couches  $sd$  et  $fp$ .

**5.1.2.6.2 Calcul de sections efficaces** Les sections efficaces de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  pour différents états du  $^{27}\text{Ne}$  ont été calculées. L'étude d'une réaction (d,p) nécessite une analyse très soignée pour reproduire de manière cohérente les données. Il faut ainsi tenir compte de la structure du deuteron, de sa cassure, des potentiels d'entrée et de sortie des voies de la réaction, et des couplages entre ces voies [74]. Il est montré que, dans de nombreux cas, une simple analyse DWBA de ces réactions aboutit à des facteurs spec-

troscopiques très différents des valeurs réelles : lorsqu'on utilise un formalisme inadapté, on risque de répercuter les insuffisances du formalisme sur les informations de structure à extraire des données. Nous avons utilisé un formalisme CDCC (Continuum Discretized Coupled Channels) + CRC (Coupled Reaction Channels) + CC (Coupled Channel) à cette fin (pour des détails sur le formalisme, voir par exemple la référence [75]). Les calculs ont été effectués avec le code FRESKO [43] par Nicholas Keeley.

Les potentiels optiques d'entrée  $^{26}\text{Ne} + d$  et de sortie  $^{27}\text{Ne}+p$  sont calculés à partir du potentiel optique global nucléon+noyau de Kooning-Delaroche [76]. Pour le potentiel d'entrée, les potentiels  $n+^{26}\text{Ne}$  et  $p+^{26}\text{Ne}$  sont convolués par la fonction d'onde du deuton (Soft core) de Reid [77] qui contient à la fois les ondes  $s$  et  $d$  de la fonction d'onde du deuton. Le break-up du deuton a été pris en compte dans le calcul par une approche CDCC où le continuum du deuton est discrétisé en énergie. Finalement, le calcul prend en compte le fondamental du  $^{26}\text{Ne}$  et son état  $2^+$ , les niveaux observés pour le  $^{27}\text{Ne}$ , et le continuum du deuton. Tous les couplages considérés sont indiqués sur le schéma de la figure ??.

**Cas d'un état de parité négative à 765 keV** Nous avons considéré la situation la plus proche des prédictions du modèle en couches (fondamental  $3/2^+$ , et état excité  $1/2^+$  à 885 keV), et nous avons supposé deux cas qui correspondent chacun au transfert d'un neutron sur une sous-couche de la couche  $fp$  :

1. un état  $5/2^-, 7/2^-$  à 765 keV ( $\Delta L = 3$ )
2. un état  $1/2^-, 3/2^-$  à 765 keV ( $\Delta L = 1$ )

Les distributions angulaires des différents transferts de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  à 10 MeV/u sont représentées sur la figure 2.1 (chapitre 2). L'importance des couplages est illustrée sur la figure 5.22 : pour le transfert  $\Delta L = 0$ , la prise en compte de la cassure du deuton augmente la section efficace d'un facteur 2, et pour le transfert  $\Delta L=1$ , la diminution est d'environ 20 %. On voit que pour ces deux transferts, les facteurs spectroscopiques calculés sont beaucoup changés par la prise en compte de la cassure du deuton.

Les facteurs spectroscopiques  $C^2S(^{26}\text{Ne}_{gs}; ^{27}\text{Ne}(3/2^+))$  et  $C^2S(^{26}\text{Ne}_{gs}; ^{27}\text{Ne}(1/2^+))$  sont issus des calculs de modèle en couches avec l'interaction USD. Pour les transferts  $\Delta L = 1, 3$ , nous avons considéré pour le calcul un facteur spectroscopique maximal de 1.

Nous avons pris en compte le fait que la section efficace dépend de l'énergie incidente : pour chaque cas  $i$ , nous avons calculé la section efficace  $\sigma^i$  pour plusieurs énergies  $E$  de  $^{26}\text{Ne}$  incident entre le début de cible (9.7 MeV/u) et la fin de cible  $\sigma_f^i$  (6 MeV/u). La dépendance de chaque section efficace  $\sigma_i$  en fonction de l'énergie incidente  $E$  est bien reproduite par un polynôme d'ordre 2 en  $E$ . De même, à partir de calculs avec le programme SRIM, nous avons paramétrisé l'énergie du  $^{26}\text{Ne}$  en fonction de la profondeur dans la cible  $x \in [0; 1]$  par un polynôme d'ordre 2.

Soit la section efficace effective  $\sigma^i$  définie par

$$N^i = N_0 \times \sigma^i \times e \quad (5.27)$$

où  $N^i$  est le nombre de  $^{27}\text{Ne}$  produit dans l'état  $i$ ,  $N_0$  le nombre de  $^{26}\text{Ne}$  incident et  $e$  l'épaisseur de cible.

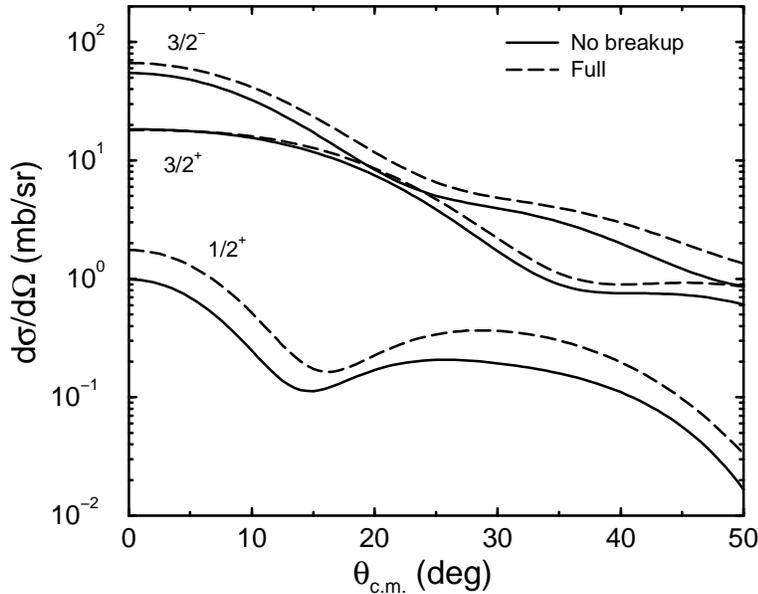


FIG. 5.22 – Influence de la cassure du deuteron sur les sections efficaces de transfert  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  pour des moment angulaires transférés  $\Delta L=0$  ( $1/2^+$ ),  $\Delta L=1$  ( $3/2^-$ ) et  $\Delta L=2$  ( $3/2^+$ ).

Dans notre cas où le nombre de  $^{26}\text{Ne}$  qui réagit est négligeable par rapport au nombre de  $^{26}\text{Ne}$  incidents (pour une section efficace de réaction  $\sigma_R$  d'environ 2 barns [84], le taux de réaction n'excède pas 1 %), on peut considérer que la section efficace moyenne à considérer dans les calculs est

$$\begin{aligned}\sigma^i &= \frac{1}{e} \int_0^e \sigma(x) dx \\ &= \frac{1}{e} \int_0^e \sigma(E = f(x)) dx\end{aligned}\quad (5.28)$$

En début de cible, l'énergie incidente est de 10 MeV/u (équivalent à 20 MeV deuton). En fin de cible, elle est de 6 MeV/u (équivalent 12 MeV deuton). Les sections efficaces calculées, pour ces deux énergies et pour les différents niveaux des cas *a* et *b*, sont réunies dans le tableau 5.8.

A partir des sections efficaces intégrées dans l'acceptance angulaire de VAMOS ( $2.7^\circ_{\text{lab}}$ ) et de la relation 5.28, on aboutit aux  $\bar{\sigma}_i$  directement comparables avec les résultats de l'expérience. Plusieurs points contribuent à une incertitude sur les sections efficaces  $\bar{\sigma}$  théoriques :

- les potentiels d'entrée et de sortie,
- la prise en compte de la dépendance en énergie de la section efficace.

Elles sont estimées à 20 % près.

Les valeurs calculées de  $\bar{\sigma}$  sont en bon accord avec l'expérience : cette comparaison soutient nos hypothèses. Nous obtenons des facteurs spectroscopiques qualitativement compatibles avec ceux de USD pour le fondamental et l'état à 885 keV. L'état à 765 keV est quant à lui cohérent avec un facteur spectroscopique de  $\sim 0.8$  pour un transfert  $\Delta L = 1$  et  $\sim 0.6$  pour un transfert  $\Delta L = 3$ . Nous n'avons cependant pas assigné directement de

cas a : $i$	$\bar{\sigma}_i$ [ $\sigma_i$ ] à 20 MeV	$\bar{\sigma}_i$ [ $\sigma_i$ ] à 12 MeV
$3/2^+$	9.3 [10.0] mbarn	20.5 [23.4] mbarn
$1/2^+$	0.6 [0.8] mbarn	2.3 [3.5] mbarn
$(1/2, 3/2)^-$	20.0 [23.0] mbarn	62.3 [77.2] mbarn
cas a : $i$	$\bar{\sigma}_i$ [ $\sigma_i$ ] à 20 MeV	$\bar{\sigma}_i$ [ $\sigma_i$ ] à 12 MeV
$3/2^+$	9.7 [10.0] mbarn	21.1 [23.7] mbarn
$1/2^+$	0.6 [0.7] mbarn	2.33 [3.2] mbarn
$(5/2, 7/2)^-$	29.7[33.0] mbarn	49.9 [58.4] mbarn

TAB. 5.8 – Sections efficaces théoriques du transfert  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  en début de cible (équivalent 20 MeV deuteron) et fin de cible (équivalent 12 MeV deuteron). Les  $\sigma_i$  sont les sections efficaces intégrées dans tout l'angle solide et les  $\bar{\sigma}_i$  sont intégrées dans l'acceptance angulaire de VAMOS.

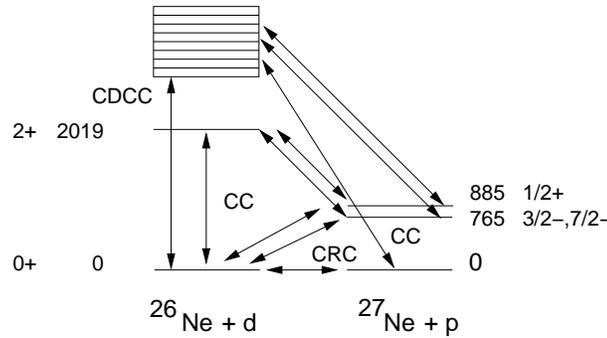


FIG. 5.23 – Schéma des transitions considérées pour le calcul des sections efficaces de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ .

moment angulaire transféré aux différents niveaux.

Nous avons vu que le premier état excité du  $^{27}\text{Ne}$  est compatible avec un état de particule, c'est à dire une excitation dans la couche  $fp$ . Sous cette hypothèse, quatre états sont possibles :  $7/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $5/2^-$  et  $1/2^-$ , correspondant chacun à un neutron sur une sous-couche de la couche  $fp$ .

Ces comparaisons nous permettent de rejeter la possibilité  $7/2^-$  pour le premier état excité. Par contre, un niveau  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  ou  $5/2^-$  décroîtrait par une transition E1 vers le fondamental supposé  $3/2^+$ , ce qui est compatible avec les observations.

Il est important de vérifier qu'un état  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  ou  $5/2^-$  à 765 keV est compatible avec le fait que l'état, supposé  $1/2^+$ , à 885 keV décroît directement vers le fondamental, sans qu'aucune transition de 120 keV (entre les deux états à 885 keV et 765 keV) n'ait été observée. Le schéma 5.24 résume les multipolarités des transitions entre les différents niveaux pour les trois possibilités de l'état à 765 keV. Les estimations de Weiskopf pour les différentes transitions considérées sont réunies dans le tableau 5.10.

état	E (keV)	C <sup>2</sup> S	théorie $\bar{\sigma}$ (mb)	expt. ( $\tau=0$ %) $\bar{\sigma}$ (mb)	expt. ( $\tau=20$ %) $\bar{\sigma}$ (mb)
3/2 <sup>+</sup>	0	0.66	15	4.6 (3.9)	4.6 (3.9)
1/2 <sup>+</sup>	885	0.18	2	2.5 (0.5)	3.1 (0.6)
7/2 <sup>-</sup>	765	1	30	21.9 (2.3)	21.3 (2.3)
3/2 <sup>+</sup>	0	0.66	14	4.6 (3.9)	4.6 (3.9)
1/2 <sup>+</sup>	885	0.18	2	2.5 (0.5)	3.1 (0.6)
3/2 <sup>-</sup>	765	1	40	21.9 (2.3)	21.3 (2.3)

TAB. 5.9 – Sections efficaces des réactions  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}(J^\pi)$  pour deux hypothèses de schéma de niveaux :

1- Un fondamental 3/2<sup>+</sup>, et deux états excités 1/2<sup>+</sup>, et 7/2<sup>-</sup> à 885 keV et 765keV (partie haute du tableau).

2- Un fondamental 3/2<sup>+</sup>, et deux états excités 1/2<sup>+</sup>, et 3/2<sup>-</sup> à 885 keV et 765keV (partie basse du tableau).

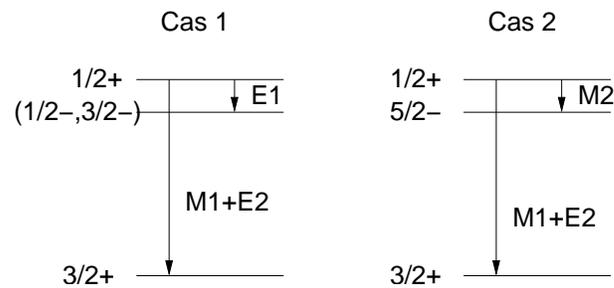


FIG. 5.24 – Schéma de décroissance  $\gamma$  de l'état à 885 keV du  $^{27}\text{Ne}$  suivant l'hypothèse d'un état 1/2<sup>-</sup>, 3/2<sup>-</sup> (cas 1) ou 5/2<sup>-</sup> (cas 2) à 765 keV.

transition	E (keV)	$\tau$ (ns)
E1	120	$4.3 \cdot 10^{-4}$
M1	120	$1.3 \cdot 10^{-2}$
E2	120	$4.7 \cdot 10^4$
M2	120	$1.4 \cdot 10^5$
M1	885	$3.2 \cdot 10^{-5}$
E2	885	$2.2 \cdot 10^{-1}$

TAB. 5.10 – Temps de vie  $\tau$  réduits correspondants aux transitions du  $^{27}\text{Ne}$  représentées sur la figure 5.24.

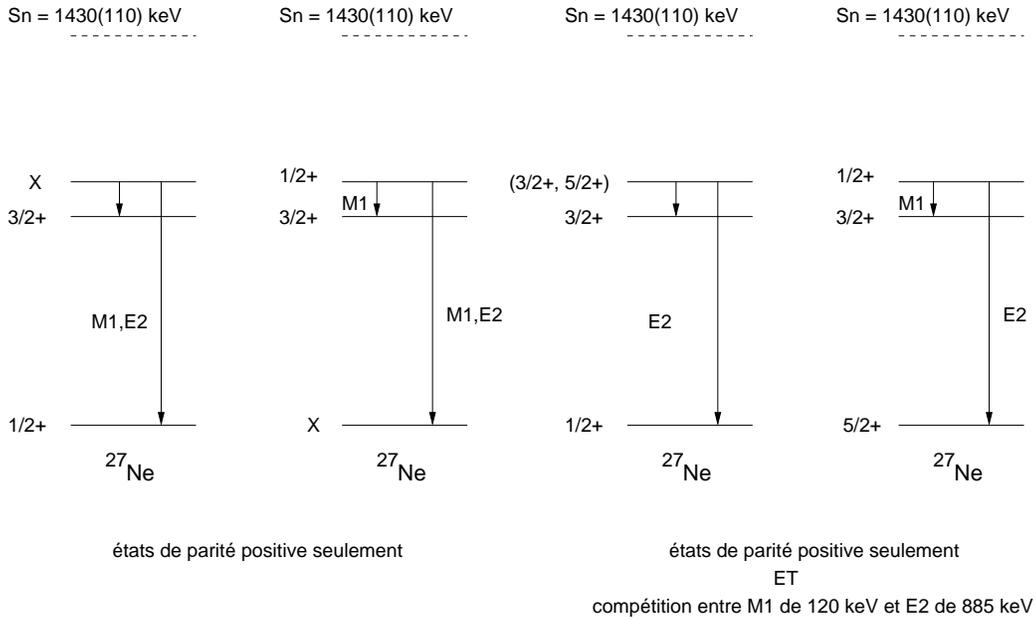


FIG. 5.25 – Différentes possibilités pour le  $^{27}\text{Ne}$  dans le cas d'un échec de USD.

D'après les estimations Weiskopf, que l'état à 765 keV soit un  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  ou  $5/2^-$ , l'état à 885 keV décroîtra de préférence directement vers le fondamental. Pour le cas d'un état  $5/2^-$ , la décroissance serait probablement à 100 % vers le fondamental. Dans le cas d'un état  $1/2^-$  ou  $3/2^-$ , les estimations Weiskopf donnent un transition M1 de 885 keV seulement 10 fois plus rapide qu'une transition E1 de 120 keV. Il y a dans ce cas possibilité d'un mélange qui n'est pas visible dans nos spectres.

**5.1.2.6.3 Autre hypothèse : aucun état de parité négative à basse énergie** Il est important de souligner que, si on ne tient pas compte des prédictions de USD pour les énergies d'excitation et compte tenu des barres d'erreur sur les sections efficaces, nos mesures de section efficace sont compatibles avec un état  $3/2^+$  à 765 keV. Les deux autres états, peu favorisés par la réaction (d,p), pourraient être deux états de parité positive, par exemple les états  $1/2^+$  et  $5/2^+$  prédits par USD. Si tel était le cas, il faudrait expliquer un tel échec, localisé au  $^{27}\text{Ne}$ , dans les prédictions de USD. Enfin, un état  $3/2^+$  à 765 keV associé au fait que l'état à 885 keV décroît principalement vers le fondamental apporte des contraintes sur les moments angulaires du fondamental et de l'état à 885 keV. En supposant que le fondamental ou l'état à 885 keV est un état  $1/2^+$ , les temps de vie des transitions restreignent les schémas de niveaux possibles. Ces derniers sont résumés sur la partie gauche du schéma 5.25. On arrive à la conclusion que, dans le cas d'un état  $3/2^+$  à 765 keV et un état  $1/2^+$  sous le seuil de séparation d'un neutron, le troisième état, qu'il soit le fondamental ou à 885 keV d'énergie d'excitation, ne peut-être qu'un état  $1/2^+$ ,  $3/2^+$  ou  $5/2^+$ .

Des données récentes du NSCL (MSU, Etats-Unis), pas encore publiées, obtenues par la réaction de knockout d'un neutron  $^{28}\text{Ne}(^9\text{Be}, X\gamma)^{27}\text{Ne}$  donneraient un taux d'embranchement  $\tau=17\%$  entre les niveaux à 885 keV et 765 keV. Ce résultat, s'il est confirmé, est

compatible avec notre limite supérieure de 20 % et signerait, pour l'état à 885 keV, une compétition entre une décroissance vers le fondamental et vers l'état à 765 keV. D'après les temps de vie du tableau 5.10 et ce qui précède, la transition de 120 keV serait une M1 et la transition à 885 keV une E2. Dans le cas d'états liés de parité positive uniquement, les possibilités du schéma de niveaux de  $^{27}\text{Ne}$  se restreindraient aux cas de la partie droite de la figure 5.25.

### 5.1.2.7 Conclusion

La figure 5.26 regroupe les cas que nous avons considérés pour la spectroscopie du  $^{27}\text{Ne}$ . Les prédictions de modèle en couches avec les interactions USD et SDPF-M sont aussi représentées.

Cas 1 : un état de parité négative de basse énergie. Les assignations de moment angulaire des différents niveaux sont basées sur la constatation que l'interaction USD donne de bon résultats pour la spectroscopie de basse énergie des noyaux voisins du  $^{27}\text{Ne}$ . Cette spéculation, à l'aide des sections efficaces mesurées au cours de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ , nous permet d'assigner les moments angulaires totaux  $3/2^+$  et  $1/2^+$  au fondamental et à l'état excité de 885 keV, respectivement. Cette assignation donnerait un excellent accord avec la prédiction de USD. La grande section efficace du premier état excité à 765 keV est compatible avec un état de particule dans la couche  $fp$  avec un facteur spectroscopique au moins égal à  $C^2S \sim 0.6$ . Dans le schéma que nous avons proposé, cet état ne peut pas être un état  $7/2^-$ . Les assignations  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  et  $5/2^-$  sont compatibles avec toutes nos observations. Cette assignation est en accord avec la prédiction d'états de parité négative avec l'interaction SDPF-M de modèle en couches étendue aux couches  $sd$  et  $fp$ . Nous reviendrons sur les interprétations possibles d'un tel état de parité négative à basse énergie dans le chapitre 6.

Cas 2 : états de parité positive uniquement. Dans l'hypothèse où le  $^{27}\text{Ne}$  ne présente pas d'état lié de parité négative, la relativement grande section efficace du premier état excité à 765 keV est en faveur d'un état  $3/2^+$ , correspondant à un état de particule sur la sous-couche  $d_{3/2}$ . Cette hypothèse induit un profond désaccord avec les prédictions de USD. Si cette hypothèse est confirmée, on pourrait invoquer en premier lieu l'importance des couplages au continuum dans le cas du  $^{27}\text{Ne}$  dont les niveaux sont très proches du seuil de séparation d'un neutron.

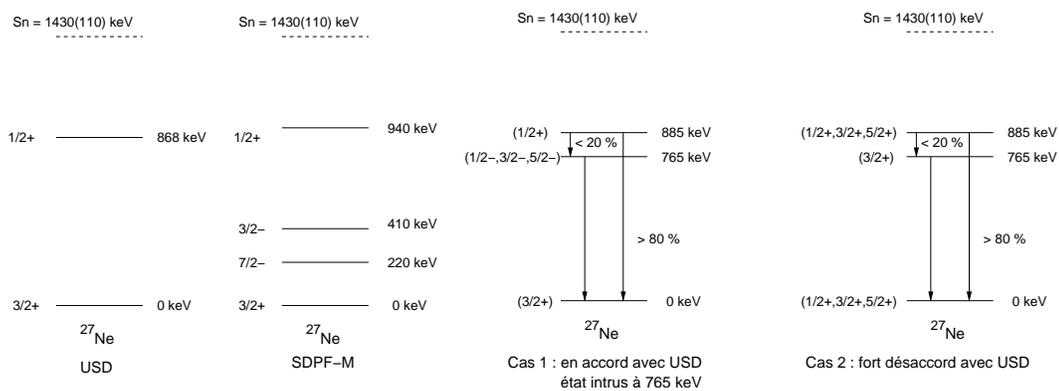


FIG. 5.26 – Schéma de niveau associé au  $^{27}\text{Ne}$  d’après les résultats de notre expérience. Les parenthèses indiquent que leur contenu n’a pas été assigné directement (voir discussion dans le texte).

### 5.1.3 Le $^{25}\text{Ne}$

Le  $^{25}\text{Ne}$  produit au cours de l'expérience provient de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$  et de la réaction  $^{26}\text{Ne}(p,d)^{25}\text{Ne}$  sur les noyaux d'hydrogène contenus dans les feuilles de Mylar ( $\text{C}_8\text{H}_{10}\text{O}_4$ ). Les épaisseurs de la cible cryogénique et des feuilles de Mylar montrent qu'il y a environ 50 fois moins de noyaux d'hydrogène que de deutérium sur le passage du faisceau. En considérant les sections efficaces des réactions (p,d) et (d,t) du même ordre de grandeur, la réaction  $^{26}\text{Ne}(p,d)^{25}\text{Ne}$  est, dans notre cas, négligeable vis-à-vis de  $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$ .

La figure 5.27 contient différents spectres de désexcitation  $\gamma$  obtenus pour le  $^{25}\text{Ne}$  : sans et avec correction de l'effet Doppler, le spectre des événements de multiplicité 1, le spectre composé des événements Compton (multiplicité 2 dans des cristaux adjacents) reconstruits. La correction de l'effet Doppler ( $\beta = 0.128$ ) fait clairement apparaître au moins un pic aux environs de 1700 keV. La valeur de  $\beta$  est ajustée pour que le maximum du pic mentionné soit à la même énergie, après reconstruction Doppler, aux angles avant et arrière. On note quelques coups à haute énergie, et une partie de basse énergie qui, à première vue, correspond aux événements de diffusion Compton et à des coïncidences fortuites. Les deux derniers spectres montrent que pour la (les) transition(s) visible(s) aux alentours de 1700 keV, la reconstruction des événements Compton de multiplicité 2 permet d'améliorer la statistique d'environ 30 % : cette valeur correspond à peu près au facteur d'addback attendu pour une transition de 1.7 MeV (voir figure 4.3).

Dans la suite, nous étudierons successivement la région des transitions proches de 1700 keV, celle de haute énergie et celle de basse énergie.

#### 5.1.3.1 Doublet à 1700 keV ?

La région des 1700 keV contient visiblement un ensemble de transitions. Nous verrons par la suite que la théorie de modèle en couches prédit un doublet de niveaux proches en énergie aux environs 1700 keV. C'est la raison pour laquelle nous apportons une attention particulière à cette région. La figure 5.28 met en évidence deux pics : un vers 1600 keV, un deuxième vers 1700 keV. Ce deuxième pic présente un épaulement du côté des hautes énergies qui suggère la présence de deux transitions non résolues ou d'une correction inadaptée de l'effet Doppler.

Un ajustement de cette région comportant un fond linéaire et deux ou trois Gaussiennes pour ajuster les transitions montre que

- l'ajustement avec trois Gaussiennes (deux transitions dans le pic à 1700 keV) est meilleur que celui avec deux Gaussiennes :  $\chi^2 = 10.8/17$  contre  $\chi^2 = 17.5/19$ . Les deux  $\chi^2$  sont cependant tous les deux bons et ne permettent pas de rejeter une des deux hypothèses.
- Dans le cas d'une seule transition vers 1700 keV, la largeur des transitions qui minimise le  $\chi^2$  de l'ajustement est de  $51 \pm 7$  keV LTMH. Dans le cas de deux transitions non résolues, la largeur issue de l'ajustement est de  $42 \pm 4$  keV LTMH.

Le tableau 5.12 indique les résultats des ajustements. Les coefficients  $A_i$  sont les poids de chaque Gaussienne. Une estimation des largeurs attendues pour des transitions de 1700 keV aboutit à la valeur de 36 keV LTMH (voir tableau 5.11). Ce résultat est en meilleur accord avec la largeur résultant de l'hypothèse d'un doublet non résolu vers 1700 keV. Comme pour le  $^{27}\text{Ne}$ , l'estimation prend en compte la granularité du détecteur  $\gamma$ , la

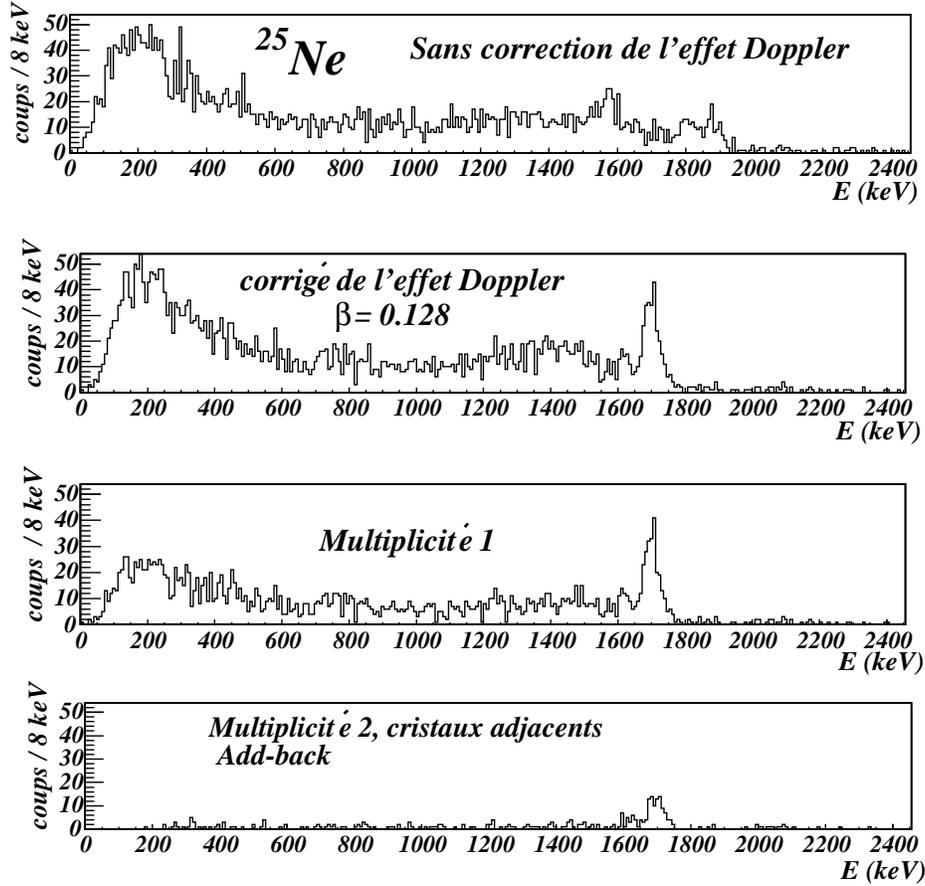


FIG. 5.27 – Spectres de désexcitation du  $^{25}\text{Ne}$ . De haut en bas : non corrigé de l'effet Doppler, corrigé de l'effet Doppler avec tous les événements, corrigé de l'effet Doppler et restreint aux événements de multiplicité 1, et événements Compton de multiplicité 2 reconstruits.

Ajustement	1	2
$\chi^2$	17.5/19	10.8/17
$E_1$ (keV)	1621(5)	1622(3)
$A_1$	8(3)	10(2)
$E_2$ (keV)	1700(2)	1695(4)
$A_2$	33(3)	33(4)
$E_3$ (keV)	-	1730(10)
$A_3$	-	8(5)
LTMH (keV)	51(7)	42(4)

TAB. 5.11 – Comparaison des résultats de l'ajustement de la région de 1700 keV du  $^{25}\text{Ne}$  avec deux Gaussiennes (cas 1) et trois Gaussiennes (cas 2).

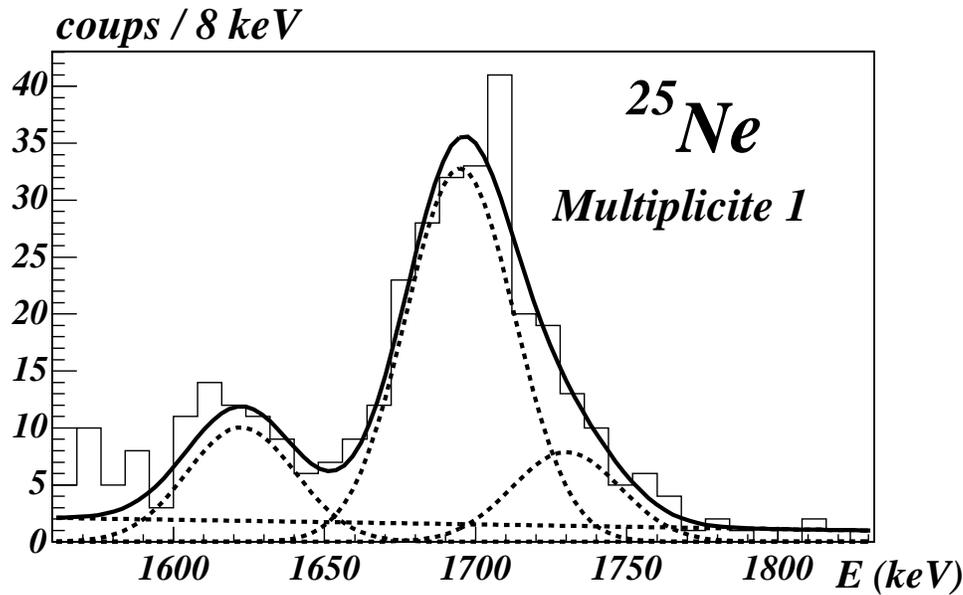


FIG. 5.28 – Agrandissement du spectre en énergie d’excitation du  $^{25}\text{Ne}$ . La courbe en trait plein est un ajustement comprenant un fond linéaire, et trois Gaussiennes. Chacune des composantes est présentée en trait pointillé. Les résultats de l’ajustement sont réunis dans le tableau 5.11.

résolution intrinsèque du détecteur, et l’incertitude sur la vitesse du  $^{25}\text{Ne}$  à l’émission. Les bons résultats de la comparaison entre l’estimation et expérience pour le  $^{27}\text{Ne}$  nous donne une relative confiance dans cette estimation.

Etant données les pertes d’énergie importantes du faisceau dans la cible, il est légitime de mettre en doute la validité d’une vitesse moyenne  $\langle \beta \rangle$  pour corriger de l’effet Doppler tous les événements d’un même noyau. En effet, nous avons vu pour le  $^{27}\text{Ne}$  que l’épaisseur de cible peut engendrer des distorsions dans la forme des pics. La figure 5.29 montre les contributions des différents angles au spectre en énergie d’excitation. L’épaule vers les hautes énergies est présente aussi bien aux angles avant qu’aux angles arrière. Cette constatation permet d’affirmer que l’épaule observé dans le spectre n’est pas un effet dû à la distorsion Doppler comme dans le cas du  $^{27}\text{Ne}$ .

La réaction  $^{26}\text{Ne}(p,d)^{25}\text{Ne}$  qui a lieu dans les feuilles de Mylar avant et après la cible produit le  $^{25}\text{Ne}$  a deux vitesses différentes : avant la cible et après le ralentissement dans la cible. Une transition résultant de cette réaction, si elle est corrigée de l’effet Doppler avec une vitesse  $\beta$  unique, présentera une double structure dans le spectre corrigé de l’effet Doppler. Cependant nous avons vu que les épaisseurs de Mylar et de  $\text{D}_2$  qui interviennent rendent la production de  $^{25}\text{Ne}$  par  $^{26}\text{Ne}(p,d)$  négligeable par rapport à la production dans la cible cryogénique.

Finalement l’ajustement nous permet de supposer un doublet non résolu à 1695(4) keV et 1730(10) keV. Notons qu’il aurait été utile de pouvoir estimer les sections efficaces

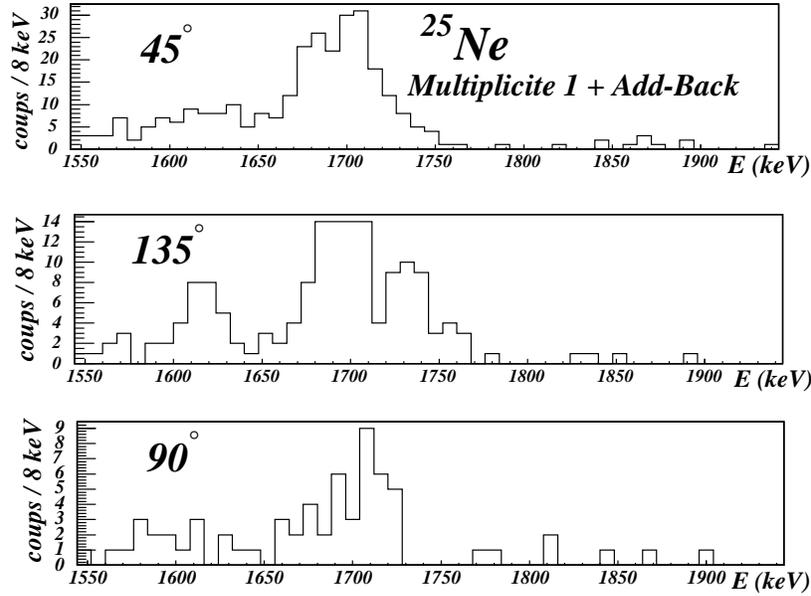


FIG. 5.29 – Contribution des différentes couronnes angulaires au spectre de désexcitation du  $^{25}\text{Ne}$  aux environs de 1700 keV.

angle		$E_{labo}$	$\delta E_{labo}$	$\delta\beta$ ( $\pm 20\%$ )	$\delta\theta_{geom} + \delta\theta_{^{25}\text{Ne}}$	total
45°	cristaux	1888. keV	2.3	28.3	33.3 + 6.0	44.2
	segments				18.2 + 6.0	34.3
135°	cristaux	1570. keV	2.7	34.2	27.7 + 5.	44.4
					15.1 + 5.	38.

TAB. 5.12 – Estimation de la largeur d'un pic correspondant à une transition de  $E_0 = 1700$  keV. L'incertitude sur la vitesse  $\beta$  du  $^{25}\text{Ne}$  a été estimée à partir de simulation SRIM calculant la perte d'énergie dans la cible de  $\text{D}_2$ .

d'alimentation de ces deux niveaux pour les comparer à des prédictions théoriques. Cependant, la présence de niveaux de plus haute énergie qui alimentent ces niveaux (l'énergie de séparation d'un neutron de  $^{25}\text{Ne}$  vaut  $S_n=4180(50)$  keV) nous empêchent d'évaluer les sections efficaces.

### 5.1.3.2 Région de haute énergie

**5.1.3.2.1 Bruit de fond** Le bruit de fond avec EXOGAM en coïncidence avec un noyau de  $^{25}\text{Ne}$  détecté dans le plan focal de VAMOS peut provenir

- de coïncidences fortuites avec le bruit de fond de la salle,
- de processus corrélés avec le faisceau, par exemple des neutrons produits par interaction du faisceau avec un support de détecteur de faisceau en amont de la cible.

Nous avons estimé ces deux contributions dans le cas du  $^{25}\text{Ne}$ .

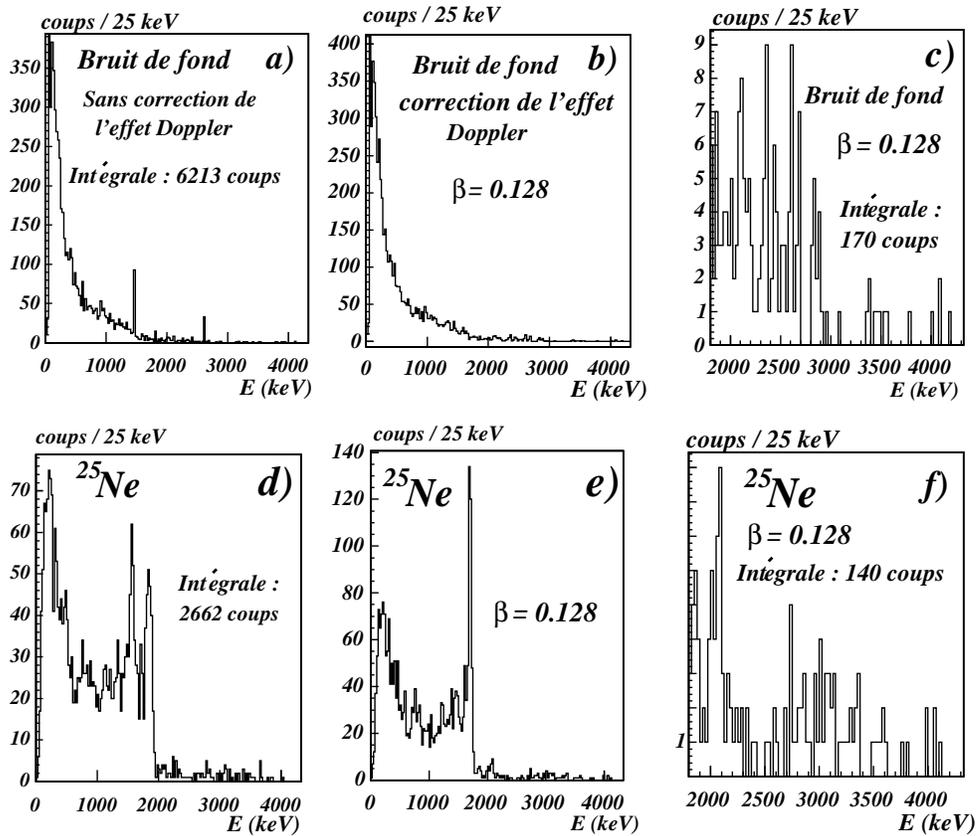
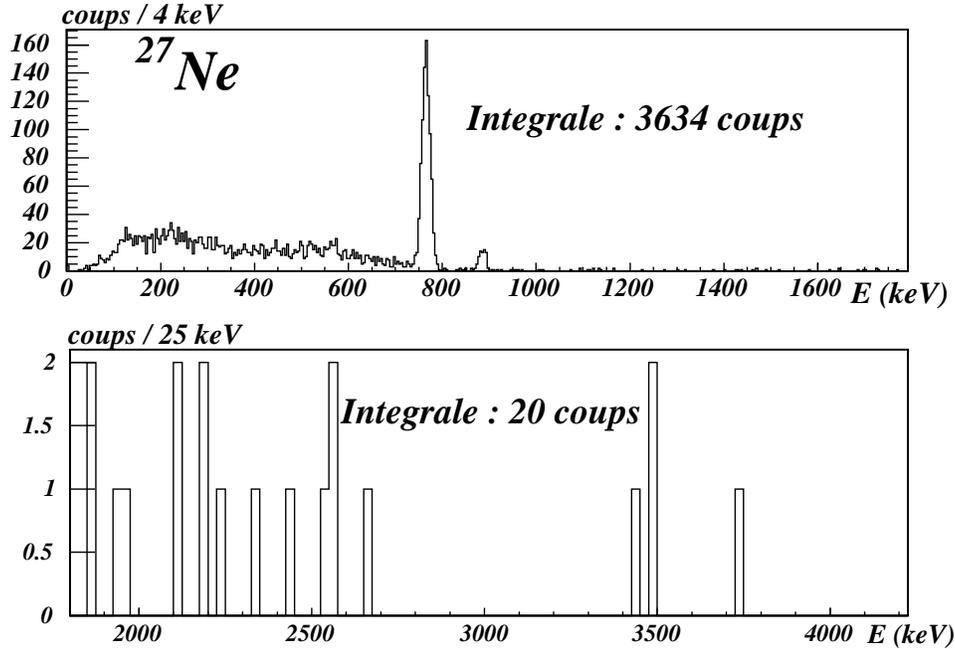


FIG. 5.30 – Comparaison du spectre de décroissance du  $^{25}\text{Ne}$  avec un spectre de bruit de fond. La statistique du spectre de bruit de fond a été choisie pour avoir un nombre de coups équivalents à  $E_\gamma > 1800$  keV pour le  $^{25}\text{Ne}$  et le bruit de fond.

La figure 5.30 compare la zone des hautes énergies du spectre de désexcitation du  $^{25}\text{Ne}$  avec un spectre de bruit de fond non corrélé en temps avec VAMOS. Le spectre a) est le spectre de bruit de fond non corrigé de l'effet Doppler, le spectre b) contient les mêmes événements que le spectre a) corrigés de l'effet Doppler de la même manière que le spectre  $\gamma$  de  $^{25}\text{Ne}$  ( $\beta=0.128$ ) et le spectre c) est un zoom du spectre b) dans la partie haute énergie. La statistique du spectre de bruit de fond a été choisie de manière à avoir un nombre équivalent de coups pour des transitions d'énergie supérieure à 1800 keV (événements du spectre c)) que dans le spectre f) de  $^{25}\text{Ne}$ . On montre ainsi que si le spectre à haute énergie f) du  $^{25}\text{Ne}$  était dû à des coïncidences fortuites, cela impliquerait un bruit de fond très important à basse énergie dans le spectre e) : environ 5 fois plus important que le nombre d'événements de basse énergie du spectre de désexcitation du  $^{25}\text{Ne}$ . La comparaison des deux spectres à basse énergie b) et e) permet ainsi d'estimer le bruit de fond à haute énergie à moins de 20 % des événements observés.

Un argument supplémentaire se trouve dans la comparaison des événements à haute énergie sur les spectres de  $^{25}\text{Ne}$  et  $^{27}\text{Ne}$ . Si des coïncidences fortuites avaient lieu, elles seraient équiprobables dans le cas du  $^{25}\text{Ne}$  et du  $^{27}\text{Ne}$  détectés dans VAMOS pour un taux


 FIG. 5.31 – Spectre de décroissance du  $^{27}\text{Ne}$ .

de comptage équivalent. La figure 5.31 montre que le spectre de désexcitation du  $^{27}\text{Ne}$  a une statistique équivalente à celle du spectre e) de  $^{25}\text{Ne}$  de la figure 5.30, mais présente très peu de coups à  $E > 1800$  keV (le seuil de séparation du  $^{27}\text{Ne}$  vaut  $S_n=1430(110)$  keV). Ceci nous donne une estimation de la contribution des coïncidences fortuites qui polluent la partie haute énergie du spectre de  $^{25}\text{Ne}$  : le spectre du  $^{27}\text{Ne}$  contient 20 coups fortuits à  $E > 1800$  keV pour une statistique totale de 3654 coups, le spectre de  $^{25}\text{Ne}$  comporte lui 137 coups à  $E > 1800$  keV pour une statistique totale de 2662 événements. On estime ainsi à environ 5 % de fortuites parmi les événements de haute énergie pour le  $^{25}\text{Ne}$ .

**5.1.3.2.2 Transitions** Le spectre 5.32 contient les événements de multiplicité 1, ainsi que ceux de multiplicité 2 dans des cristaux adjacents et sommés (*add-back*) ; seule la partie haute énergie du spectre ( $E_\gamma > 1800$  keV) est présentée. La largeur des canaux est de 25 keV, adaptée à la faible statistique et à la résolution en énergie d'environ 60 keV pour une transition de 3000 keV. La figure 5.33 décompose le spectre précédent suivant l'angle d'émission du  $\gamma$  : les structures observées dans le spectre total sont globalement visibles dans les trois couronnes (*modulo* les fluctuations statistiques). Cette vérification indique l'existence de transitions à haute énergie dans le spectre, malgré la faible statistique.

L'énergie de séparation d'un neutron de  $^{25}\text{Ne}$  est de  $S_n=4180(50)$  keV. Il est donc *a priori* possible d'observer des transitions  $\gamma$  jusqu'à cette énergie.

Les valeurs des transitions à 1856 keV, 2048 keV, et 2839 keV sont fixées par ajustement Gaussien des pics, les largeurs considérées sont celles données par l'ajustement. Les énergies des autres structures indiquées sur la figure 5.32, de faible statistique, sont prises comme

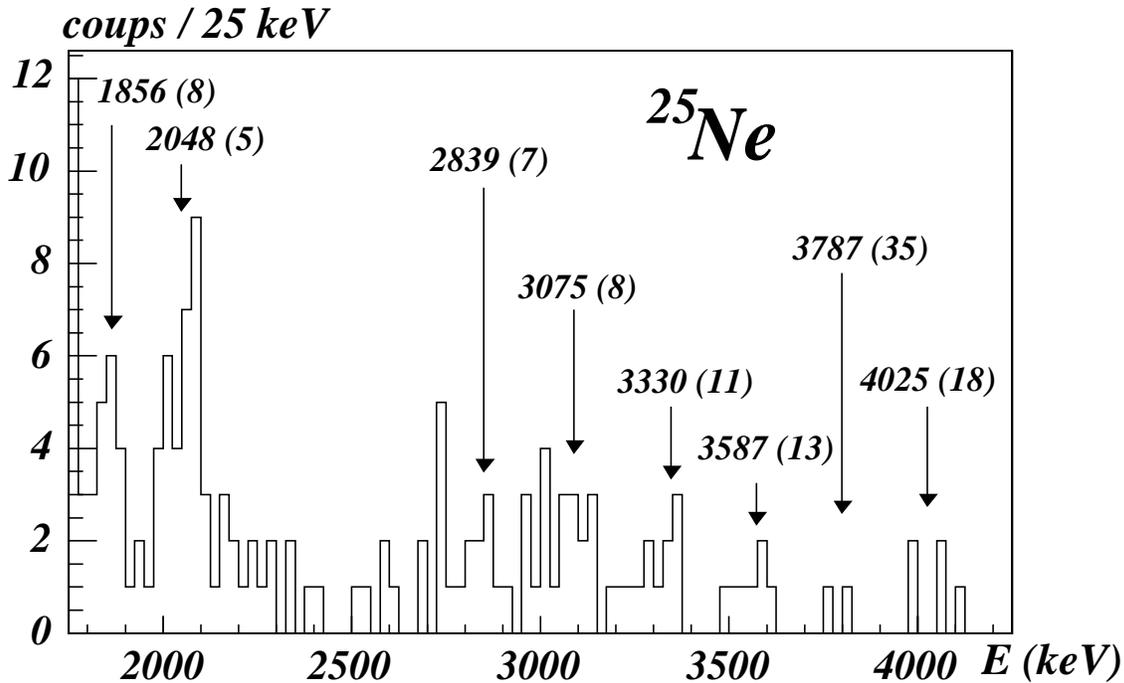


FIG. 5.32 – Partie haute énergie du spectre de décroissance  $\gamma$  du  $^{25}\text{Ne}$ . La largeur des canaux est de 25 keV.

le barycentre des énergies des coups contribuant au pic. Pour leur largeur, nous avons considéré la largeur théorique calculée suivant la relation 4.3.

Pour déterminer la précision sur la mesure de l'énergie de la transition, nous avons considéré la déviation standard  $DS$  par rapport à la valeur moyenne suivant la relation

$$DS = \frac{\sigma}{\sqrt{N-1}} \quad (5.29)$$

$\sigma$  étant la largeur du pic, et  $N$  le nombre de coups dans le pic.

Le tableau 5.13 contient les contributions, pour chaque transition de haute énergie observée, des événements de multiplicité 1 et des événements Compton de multiplicité 2. Le poids relatif des deux contributions est en accord avec les poids normalement observés pour ce détecteur, à ces énergies pour toutes les transitions à l'exception de la transition à 3075(8) keV où 10 événements de type photoélectrique ont été constatés pour seulement 2 événements Compton. Cette constatation nous pousse, par précaution, à ne pas considérer cette transition. Malgré la faible statistique pour chaque transition, le fait que les pics proviennent en partie d'événements Compton reconstruits est un argument fort pour valider leur existence.

Les deux événements isolés à 3800 keV se situent à l'énergie du front Compton de la transition à 4025(45) keV. Nous ne considérerons pas de transition à cette énergie.

Pour des transitions de haute énergie, la création de paires  $e^+e^-$  est le processus dominant. Il est alors possible qu'un des deux photons issus de l'annihilation du positron sorte du détecteur. Si ces "échappés" sont nombreuses, elles résultent en un pic à 511 keV sous

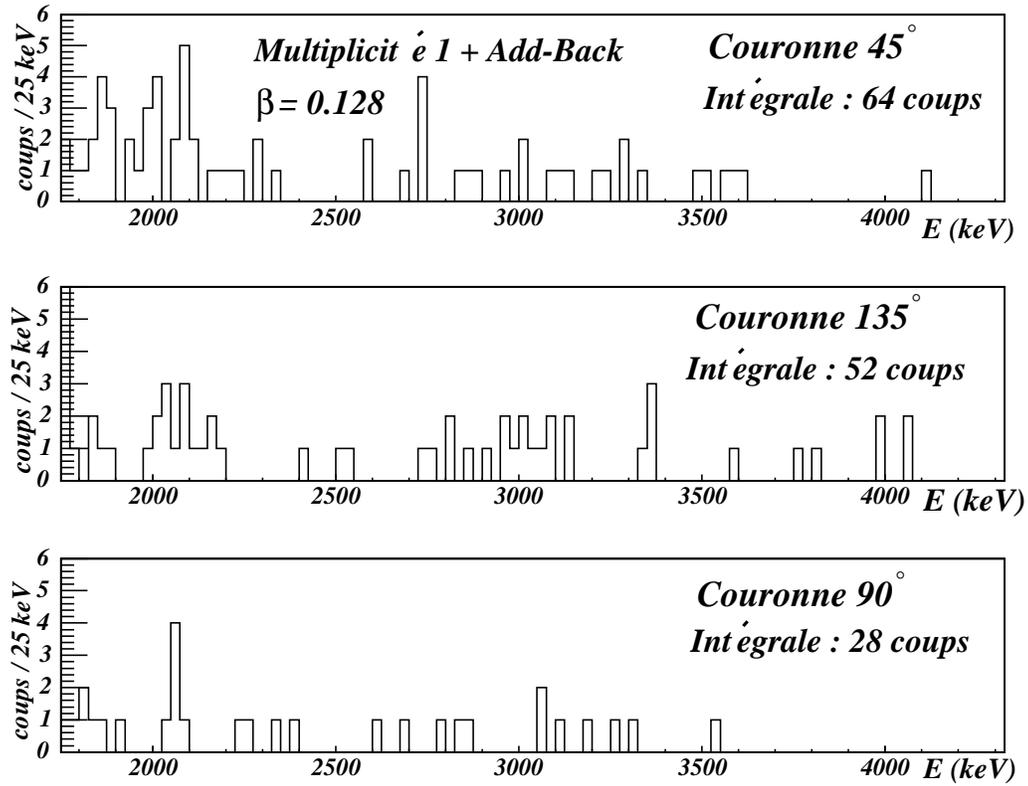


FIG. 5.33 – Partie hautes énergies du spectre de décroissance  $\gamma$  du  $^{25}\text{Ne}$  séparée pour chaque couronne angulaire :  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $135^\circ$ .

$E_\gamma$ (keV)	$\sigma_{\text{exp}}$ (keV)	$\sigma_{\text{théo}}$ (keV)	Photopic	Compton
1856(8)	28(8)	17	10	4
2048(5)	16(6)	19	13	7
2839(7)	-	26	9	5
3075(8)	-	28	10	2
3330(11)	-	30	6	3
3587(13)	-	33	4	3
4025(18)	-	37	3	2

TAB. 5.13 – Transitions du  $^{25}\text{Ne}$  de haute énergie ( $> 1800$  keV) observées au cours de l'expérience. Pour chaque transition est reporté le nombre de coups de multiplicité 1 et de multiplicité 2 (dans deux cristaux adjacents) qui contribuent à la transition.

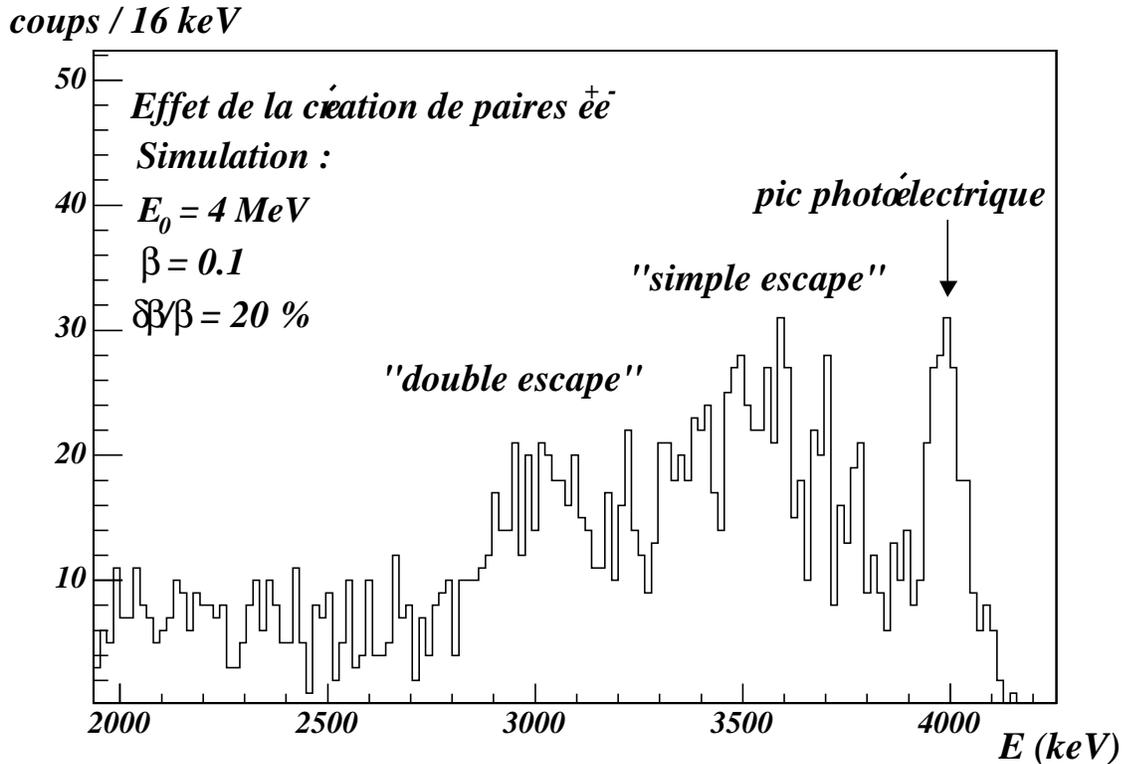


FIG. 5.34 – Simulation de la réponse d’EXOGRAM pour une transition de 4 MeV.

le pic photoélectrique (phénomène de *simple escape*). Si les deux photons d’annihilation ne sont pas détectés, on aboutit à un pic à 1022 keV sous le pic photoélectrique (phénomène de *double escape*).

La figure 5.34 illustre la réponse d’EXOGRAM pour une transition de 4 MeV dans les conditions de l’expérience ( $\beta=0.1$  et  $\delta\beta/\beta=20\%$ ). Les intensités des pics de *simple/double escape* sont du même ordre de grandeur que celle du pic photoélectrique. Dans le spectre 5.32, le pic à 2839(7) keV pourrait provenir d’une transition à 3330(11) keV. De même, n première approche, le pic à 2048(5) keV pourrait provenir d’une transition à 3075(8) keV. La comparaison des intensités relatives des deux pics, d’après les résultats de la simulation, nous permet de rejeter cette hypothèse.

### 5.1.3.3 Région de basse énergie

Certaines des transitions de haute énergie suggérées par les données ont une très faible statistique. On ne peut *a priori* exclure qu’elles proviennent d’événements Compton de transitions de plus haute énergie. La présence de transitions de basse énergie dont l’énergie correspond à la différence de deux transitions de haute énergie permet de clarifier ce point.

Les spectres de la figure 5.27 montrent qu’à basse énergie les  $\gamma$  issus de l’effet Compton et du bruit de fond sont dominants.

Malgré les fluctuations statistiques, certaines transitions de basse énergie sont iden-

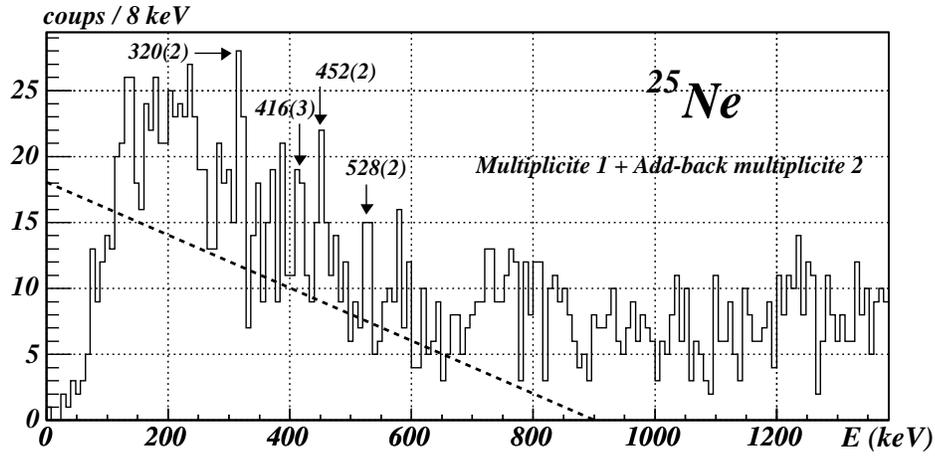


FIG. 5.35 – Partie basses énergies du spectre de décroissance  $\gamma$  du  $^{25}\text{Ne}$  ( $E_\gamma \leq 1380$  keV). Les canaux sont de 8 keV.

$E_\gamma$ (keV)	LTMH <sub>exp</sub> (keV)	LTMH <sub>théo</sub> (keV)
320(2)	5(4)	7
416(3)	14(6)	9
452(2)	15(6)	10
528(2)	14(4)	11

TAB. 5.14 – Transitions de basse énergie issues de la désexcitation du  $^{25}\text{Ne}$ .

tifiables : le spectre 5.36 représente la séparation du spectre 5.35 suivant les trois couronnes angulaires de détection. Parmi les structures présentes dans le spectre 5.35, seules celles ayant une contribution dans les trois couronnes sont indexées par une flèche. Les caractéristiques des transitions considérées sont réunies dans le tableau 5.14. Les largeurs mesurées sont compatibles avec les largeurs théoriques issues de la relation 4.3.

Parmi les transitions observées, certaines sont compatibles avec des différences d'énergie d'autres transitions

- 320(2) = 2048(5) - 1730(8)
- 452(2) = 4025(18) - 3587(13)
- 1620(3) = 3330(11) - 1695(4)
- 1856(9) = 3587(13) - 1730(10)

Ces constatations sont un argument supplémentaire en faveur des transitions observées à haute énergie. L'ensemble des transitions obtenues au cours de l'expérience sont réunies dans le tableau de la figure 5.37. Les coups observés à 2839(7) keV ne sont pas confirmés par des transitions de plus basses énergies. Ils sont attribués à des événements Compton des transitions d'énergie supérieure ou au phénomène de *simple escape* à partir de la transition à 3330(11) keV.

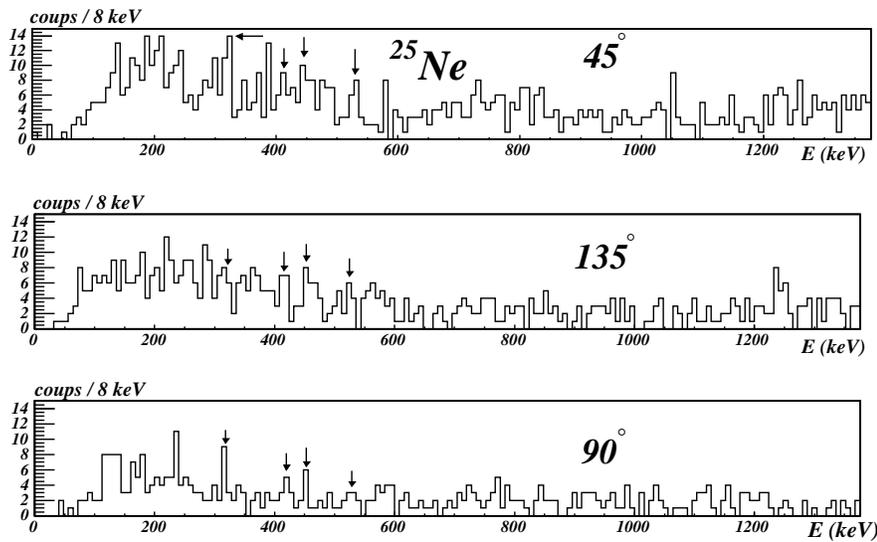


FIG. 5.36 – Partie basses énergies du spectre de décroissance  $\gamma$  du  $^{25}\text{Ne}$  ( $E_\gamma \leq 1380$  keV) pour les trois couronnes angulaires à  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $135^\circ$ .

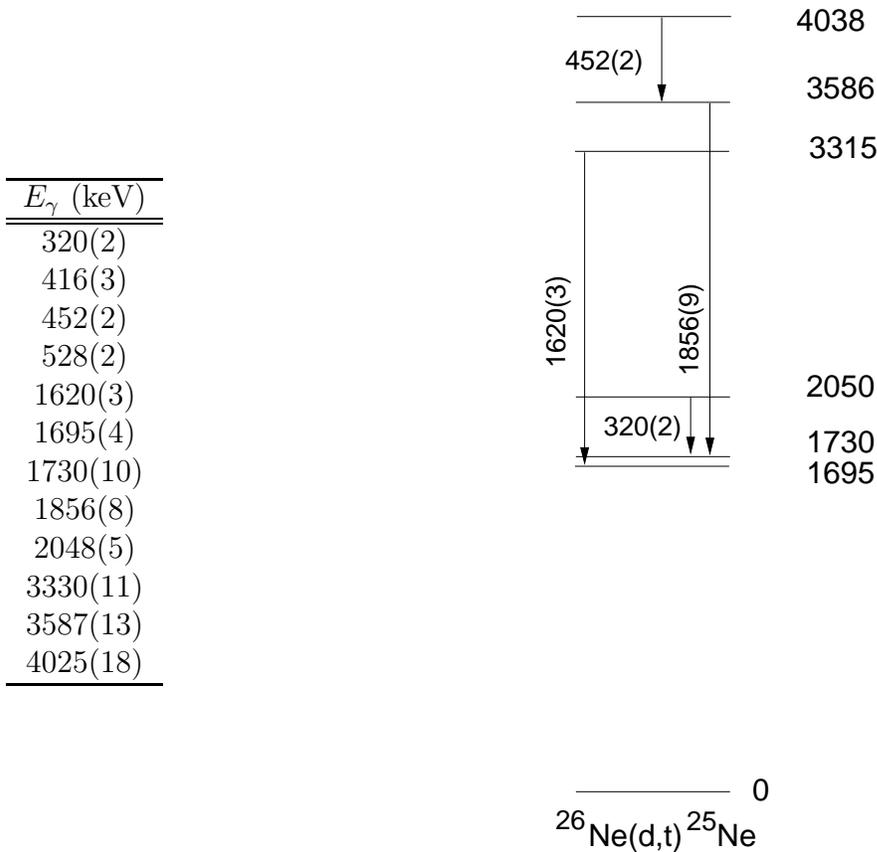


FIG. 5.37 – Gauche : Ensemble des transitions du  $^{25}\text{Ne}$  observées au cours de l'expérience. Droite : niveaux alimentés par la réaction  $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$ , d'après nos résultats. Nous n'avons représenté explicitement par des flèches que les transitions entre deux états excités. Tous les états mentionnés indiquent une transition vers le fondamental.

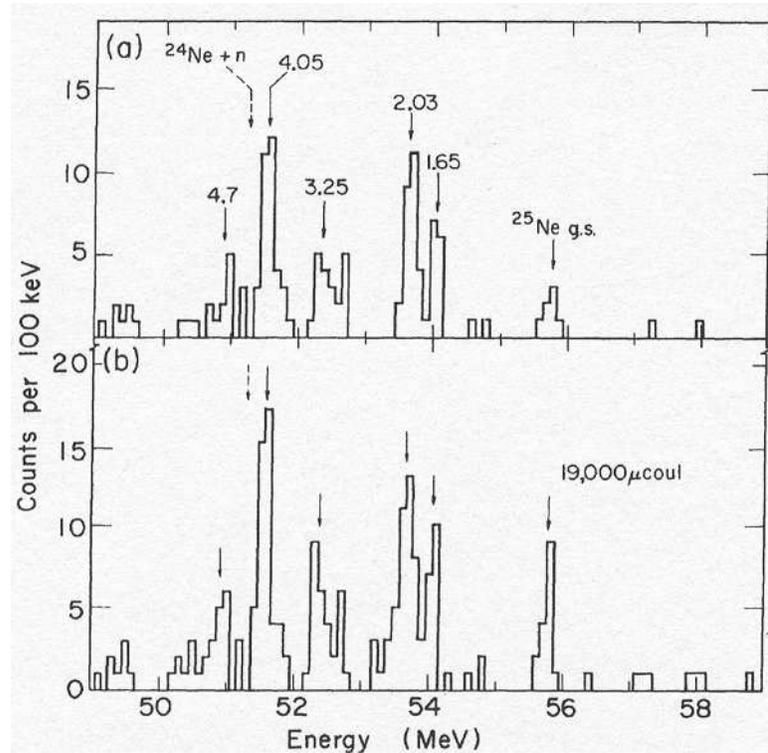


FIG. 5.38 – Spectre d'énergie d'excitation du  $^{25}\text{Ne}$  obtenu par réaction de transfert  $^{26}\text{Mg}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{25}\text{Ne}$  [78]. Le spectre (a) correspond à un  $^8\text{B}$  détecté à  $10^\circ$ . Le spectre b contient les données du spectre (a) auxquelles d'autres données, où le  $^8\text{B}$  a été détecté à  $15^\circ$ , ont été ajoutées.

#### 5.1.3.4 Comparaison aux résultats publiés

Cinq expériences ont déjà fourni des spectres en énergie d'excitation du  $^{25}\text{Ne}$  [78, 34], ou de désexcitation  $\gamma$  [79, 80, 81]. Les spectres publiés sont présentés sur les figures 5.38 et 5.40. Les schémas de niveaux déduits de ces expériences sont réunis sur la figure 5.42. Le moment angulaire du fondamental de  $^{25}\text{Ne}$  a été récemment déterminé par spectroscopie laser [82]. La mesure donne un fondamental  $1/2^+$  compatible avec les prédictions de modèle en couches.

#### 5.1.3.5 Le doublet ( $3/2^+, 5/2^+$ ) à 1700 keV

La figure 5.41 contient la systématique des premiers états excités  $3/2^+$  et  $5/2^+$  au dessus du fondamental  $1/2^+$  des isotones  $N = 15$  de  $^{33}\text{Ar}$  à  $^{23}\text{O}$ . Les données expérimentales et les prédictions calculées avec l'interaction USD y sont comparées.

Pour les isotones moins exotiques que le  $^{25}\text{Ne}$ , l'accord avec les données existantes est très bon : les données expérimentales et les valeurs calculées sont toutes proches à moins de 100 keV. Le modèle en couches prédit pour le  $^{25}\text{Ne}$  un doublet : un niveau  $3/2^+$  à 1687 keV, et un niveau  $5/2^+$  à 1778 keV. Ces deux états ont une structure très différente : le calcul de leur fonction d'onde  $|\Psi\rangle$  respective avec le code ANTOINE et l'interaction USD

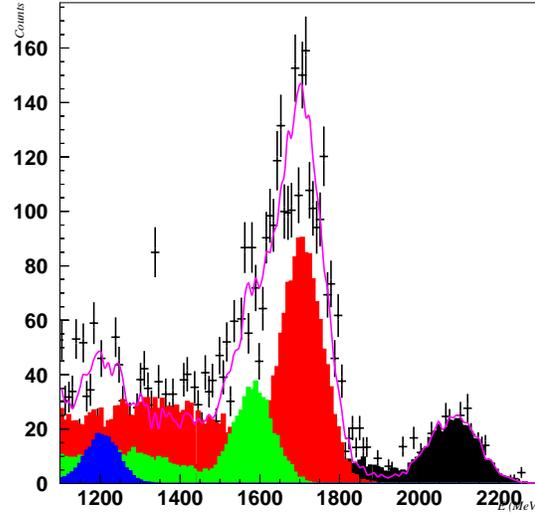


FIG. 5.39 – Spectre de désexcitation  $\gamma$  de  $^{25}\text{Ne}$  produit par  $^{26}\text{Ne}(^{208}\text{Pb}, X\gamma)^{25}\text{Ne}$  [80].

donne

$$|\Psi(3/2^+) \rangle = 0.64 |\nu(d_{5/2})^6(d_{3/2})^1; \pi(d_{5/2})^2 \rangle + 0.30 |\nu(d_{5/2})^6(d_{3/2})^1; \pi(d_{5/2})^1(s_{1/2})^1 \rangle + \dots$$

soit une forte composante correspondant à une configuration pure de modèle en couches  $|\nu(d_{3/2})^1 \rangle$ ,

$$|\Psi(5/2^+) \rangle = 0.61 |\nu(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1; \pi(d_{5/2})^2 \rangle + 0.41 |\nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^1(d_{3/2})^1; \pi(d_{5/2})^2 \rangle + \dots$$

soit une fonction d'onde plus complexe qui fait intervenir dans sa configuration dominante un couplage  $(\pi 2^+) \otimes (\nu 1/2^+)$ . Les fonctions d'onde USD complètes pour ces deux états sont reproduites dans l'annexe A.

Les expériences précédentes n'ont pas observé ces deux niveaux très proches en énergie prédits par USD. Les expériences ( $^7\text{Li}, ^8\text{B}$ ) [78] et ( $^{13}\text{C}, ^{14}\text{O}$ ) [34] ont permis d'établir la spectroscopie du  $^{25}\text{Ne}$  en mesurant l'énergie des éjectiles issus de la réaction de transfert. La résolution en énergie obtenue au cours de ces mesures ne permettait pas de séparer les deux états. Notons toutefois, que les conclusions de l'expérience ( $^{13}\text{C}, ^{14}\text{O}$ ) font état d'une largeur plus importante pour le pic correspondant au niveau à 1740 keV. Les données présentées sont ainsi compatibles avec un doublet quasiment dégénéré. Un ajustement du pic avec deux gaussiennes ne leur permet pas de quantifier l'écart entre les deux niveaux à mieux que  $110 \pm 100$  keV à cause des erreurs statistiques.

L'expérience [79] fournit la spectroscopie du  $^{25}\text{Ne}$  après décroissance  $\beta$  du  $^{25}\text{F}$ . Les désexcitations du  $^{25}\text{Ne}$  ont été mesurées par spectroscopie  $\gamma$ . La largeur des pics mesurés est de  $4 \pm 1$  keV LTMH : une telle résolution permet de séparer des transitions très proches en énergie. Cependant, un seul état à 1703 keV a été observé dans la zone d'intérêt. Le

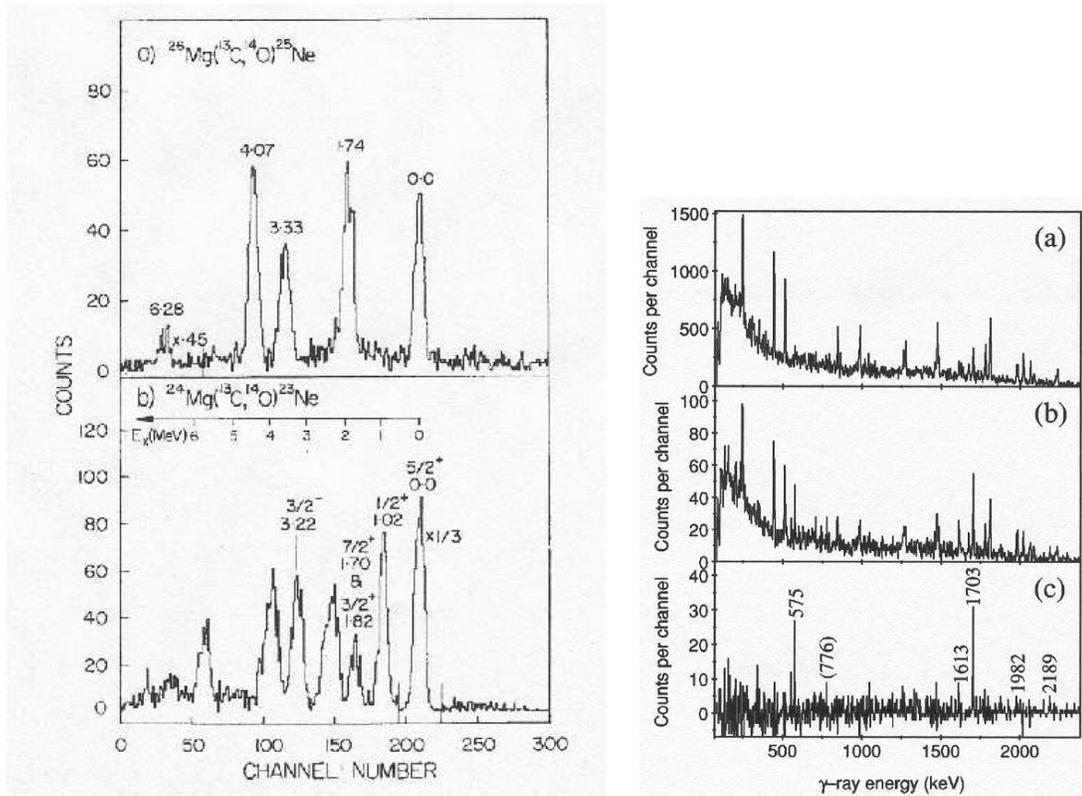


FIG. 5.40 – Gauche : Spectre d'énergie d'excitation du  $^{25}\text{Ne}$  (haut) obtenu par réaction de transfert  $^{26}\text{Mg}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{O})^{25}\text{Ne}$  [34].

Droite : Spectre de décroissance  $\gamma$  du  $^{25}\text{Ne}$  après décroissance  $\beta$  du  $^{25}\text{F}$  [79]. Le spectre (a) contient tous les  $\gamma$  de décroissance détectés au cours de l'expérience, le spectre (b) présente les  $\gamma$  de décroissance associés au  $^{25}\text{F}$  et au  $^{25}\text{Ne}$ . Le spectre (c) est le même que le spectre (b) auquel on a soustrait la fraction du spectre (a) qui annule le bruit de fond.

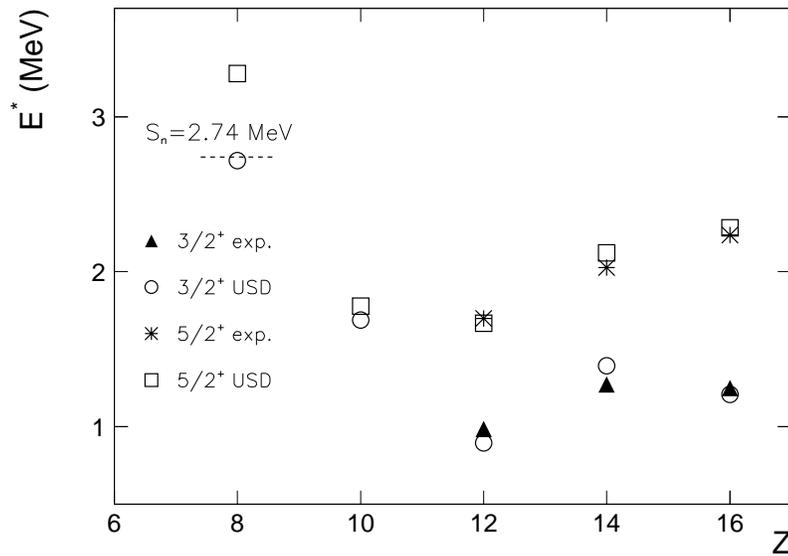


FIG. 5.41 – Energies d’excitation des premiers états  $3/2^+$  et  $5/2^+$  des isotones  $N = 15$  de  $^{31}\text{S}$  à  $^{23}\text{O}$ , calculés avec l’interaction USD. Les valeurs expérimentales sont indiquées dans le cas où les états ont été assignés sans ambiguïté.

calcul des facteurs spectroscopiques indique que l’état  $3/2^+$  est plus fortement peuplé par décroissance  $\beta$  du  $^{25}\text{F}$ , ce qui pourrait expliquer la non observation du doublet prédit par USD.

L’expérience [80] a obtenu la spectroscopie  $\gamma$  du  $^{25}\text{Ne}$  par breakup du  $^{26}\text{Ne}$  (58 A MeV) sur une cible épaisse de Pb. Les détecteurs NaI utilisés pour les  $\gamma$  ont permis la spectroscopie du  $^{25}\text{Ne}$  avec une résolution en énergie de 150 keV pour une transition de 2 MeV. Le doublet à 1.7 MeV, s’il existe, n’a pas pu être résolu.

Nos résultats suggèrent cependant l’existence de deux transitions (non résolues) à 1695 keV et 1730 keV. L’absence de niveaux, prédits ou observés, pouvant générer ces transitions autre que vers le fondamental, nous amène à assigner ces deux transitions aux décroissances vers le fondamental du  $^{25}\text{Ne}$  de deux niveaux à 1695 keV et 1730 keV. Cette assignation est compatible avec le doublet prédit par USD.

En regard de l’expérience de knockout d’un neutron sur le  $^{26}\text{Ne}$  précédemment mentionnée (partie 1.2.2.3), l’existence d’un doublet ( $3/2^+, 5/2^+$ ) est critique quant à l’analyse de l’expérience. En effet les conclusions de [19] sur le nombre d’occupation de la sous-couche neutron d3/2 dans le  $^{26}\text{Ne}$  reposent sur l’hypothèse qu’il y a seulement un état  $5/2^+$  à 1700 keV, et pas d’état  $3/2^+$ .

### 5.1.3.6 Schéma de niveaux

Les transitions que nous avons obtenues permettent de compléter le schéma de niveaux du  $^{25}\text{Ne}$ . L'ensemble des résultats est présenté sur la figure 5.42.

Parmi les transitions de haute énergie observées, certaines coïncident avec des décroissances, vers le fondamental, d'états déjà observés. C'est le cas des transitions à 4025(18) keV, 3330(11) keV, 2048(5) keV, et les deux transitions non résolues à 1695(4) keV et 1730(10) keV discutées précédemment. Ces transitions correspondent à des niveaux mesurés dans les intervalles [4050 keV ; 4092 keV], [3250 keV ; 3330 keV], [2030 keV ; 2065 keV] et [1650 keV ; 1740 keV], respectivement.

La transition à 1620(3) keV a déjà été observée par décroissance  $\gamma$  [79, 80], et est attribuée à une transition entre un niveau à 3316 keV et un niveau à 1703 keV. Les faibles incertitudes des résultats de notre expérience sur l'énergie des transitions à 1620(3) keV et 1695(4) keV nous permettent de placer l'état à  $3315 \pm 5$  keV. La transition observée à 3330(11) keV est compatible avec cette énergie.

La transition de 3587(13) keV est attribuée à la décroissance directe vers le fondamental d'un niveau excité de  $^{25}\text{Ne}$ . La transition à 1856(8) keV est attribuée à une transition entre un niveau à 3586 keV et le niveau à 1730 keV établi précédemment. En comparaison avec les prédictions du modèle en couches, la transition de 3587(13) keV est compatible avec la décroissance des états du doublet ( $9/2^+, 7/2^+$ ) prédit à  $E(9/2^+) = 3593$  keV et  $E(7/2^+) = 3638$  keV. Cette supposition est toutefois improbable : cela impliquerait des transitions E4 et M3 *a priori* beaucoup moins favorables que des décroissances E2 ou M1 vers des états intermédiaires.

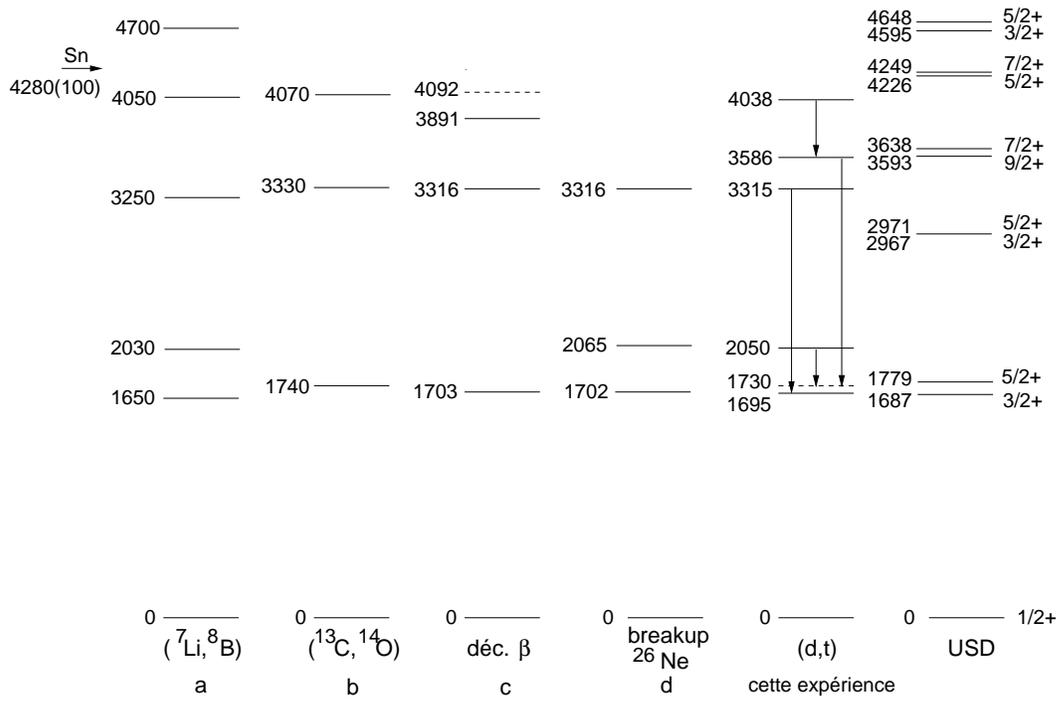


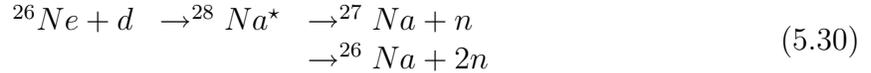
FIG. 5.42 – Récapitulatif des résultats obtenus pour la structure du  ${}^{25}\text{Ne}$ . Les prédictions de calculs faits avec l'interaction USD sont aussi mentionnées (droite).

## 5.2 Les isotopes de sodium

Au cours de l'expérience nous avons pu étudier la spectroscopie des  $^{26,27}\text{Na}$ . Ces noyaux ont déjà fait l'objet d'études spécifiques. La comparaison de nos résultats avec les travaux antérieurs permet de valider notre traitement des données.

### 5.2.1 Réaction de transfert ou fusion-évaporation ?

La formation des  $^{26,27}\text{Na}$  peut se faire par réaction de transfert directe (d,n) et (d,2n), mais aussi par fusion-évaporation



Il est important de savoir par quel processus les noyaux de sodium ont été formés pour interpréter les niveaux alimentés au cours de la réaction. Approximativement la section efficace de transfert d'un proton  ${}^{26}\text{Ne}(d,n){}^{27}\text{Na}$  est attendue vers 100 mb (de l'ordre de grandeur de la section efficace de  ${}^{26}\text{Ne}(d,p){}^{27}\text{Ne}$ ). La réaction directe (d,2n) est très peu favorisée car elle met en jeu un échange de charge. On peut estimer la section efficace de fusion  ${}^{26}\text{Ne}+d$  en calculant le recouvrement géométrique du deuton et du  ${}^{26}\text{Ne}$  (on est dans notre cas bien au dessus de la barrière coulombienne). Une première estimation donne la section efficace de fusion  $\sigma_f$  en fonction du rayon carré moyen du deuton  $\sqrt{\langle r^2 \rangle_d} \simeq 2$  fm

$$\sigma_f = \pi \langle r^2 \rangle_d \simeq 120 \text{ mb}
 \tag{5.31}$$

Ces estimations grossières nous indiquent que le processus de fusion est vraisemblablement dominant pour la production du  ${}^{26}\text{Na}$  et en compétition avec la réaction (d,n) pour la production de  ${}^{27}\text{Na}$ .

Si le processus de fusion-évaporation est important, il est intéressant de savoir si, dans notre expérience, les produits issus du processus sont présents dans le plan focal de VAMOS avec les réglages en  $B\rho$  que nous avons effectués.

La chaleur de réaction de fusion  $Q_f$  de la fusion du  ${}^{26}\text{Ne}$  et du deutérium est positive

$$Q_f = 14.18 \text{ MeV}
 \tag{5.32}$$

Pour un faisceau de  ${}^{26}\text{Ne}$  de 260 MeV, la cinématique implique que le  ${}^{28}\text{Na}$  résultant de la fusion a une énergie d'excitation de

$$260 \times \frac{2}{28} + 14.18 \sim 33 \text{ MeV}
 \tag{5.33}$$

L'évaporation isotrope d'un neutron dans le centre de masse définit un cône angulaire d'émission du  ${}^{27}\text{Na}$  de recul, ainsi qu'une plage de  $B\rho$  accessible. L'émission étant isotrope, la section efficace du processus est directement proportionnelle au Jacobien entre le référentiel du centre de masse et le référentiel du laboratoire. L'ouverture du cône d'émission du  ${}^{27}\text{Na}$  à l'endroit de l'évaporation, et la plage en  $B\rho$  couverte en sortie de cible sont indiquées dans le tableau 5.15 pour deux énergies d'excitation du  ${}^{27}\text{Na}$  final :  $E^*=0$  MeV, et  $E^*=S_n = 6.75$  MeV. Les calculs ont été effectués dans les deux cas limites où la fusion

Lieu de réaction	$E^*$ (MeV)	$\theta_{\max}$	$B\rho$ ( $0^\circ$ - $\theta_{\max}$ )(T.m)	$\delta p/p$ ( $0^\circ$ - $\theta_{\max}$ )(%)
début de cible	0	$3.91^\circ$	1.007 - 0.885	+12 $\rightarrow$ -1.4
	6.75	$3.43^\circ$	1.21 - 1.15	+10 $\rightarrow$ -1.4
Fin de cible	0	4.4	0.848 $\rightarrow$ 0.788	-5.6 $\rightarrow$ -12.5
	6.75	3.6	0.837 $\rightarrow$ 0.794	-6.8 $\rightarrow$ -11.6

TAB. 5.15 – Calcul de  $B\rho$  en sortie de cible du  $^{27}\text{Na}$  issu de la réaction de fusion-évaporation  $^{26}\text{Ne}+d \rightarrow ^{28}\text{Na}^* \rightarrow ^{27}\text{Na} + n$  pour les énergies d'excitation du  $^{27}\text{Na}$  de 0 MeV et 6.75 MeV (énergie de séparation d'un neutron du  $^{27}\text{Na}$ ).

évaporation a lieu en début de cible et en fin de cible. Les pertes d'énergie dans la cible ont été calculées avec le programme LISE<sup>++</sup>. Les valeurs limites en  $\delta p/p$  sont données par rapport au faisceau de  $^{26}\text{Ne}$  en sortie de cible (un calcul avec LISE<sup>++</sup> donne  $(B\rho)_0 = 0.898$  Tm pour un faisceau de  $^{26}\text{Ne}$  de 260 MeV après 1 mm de D<sub>2</sub>).

Les résultats du tableau 5.15 indiquent que en sortie de cible, le  $^{27}\text{Na}$  s'étend de -10 % à +10 % par rapport au  $(B\rho)_0$  du  $^{26}\text{Ne}$ . Cela signifie que le  $^{27}\text{Na}$  recouvre tout le plan focal issu de la réaction de fusion évaporation pour toutes ses énergies d'excitation sous le seuil de séparation d'un neutron. C'est effectivement ce qu'on observe.

Ces résultats effectués pour le  $^{27}\text{Na}$  sont aussi valables pour le  $^{26}\text{Na}$  : une partie des résidus de fusion-évaporation de  $^{26}\text{Na}$  sont contenus dans le plan focal de VAMOS avec nos réglages de  $B\rho_0$  adaptés au  $^{26}\text{Ne}$ .

## 5.2.2 Le $^{27}\text{Na}$

La correction de l'effet Doppler pour le  $^{27}\text{Na}$  est effectuée avec  $\beta = 0.105$ . Le spectre de désexcitation du  $^{27}\text{Na}$  est présenté sur la figure 5.43. Il contient les événements de multiplicité 1 et les événements Compton de multiplicité 2 corrigés. Le spectre présente une transition marquée à 1669(6)keV. La statistique n'est pas suffisante pour affirmer l'existence d'autre transitions. On observe néanmoins des accumulations de coups à 1599(15) keV et 2112(10) keV. L'énergie de la transition à 1669 keV a été estimée par un ajustement Gaussien et un fond localement linéaire. On obtient

$$\begin{aligned} E &= 1669(6) \text{ keV} \\ \text{LTMH} &= 30(7) \text{ keV} \end{aligned} \tag{5.34}$$

La largeur est compatible avec la valeur théorique  $\text{LTMH}_{\text{théo}}=30 \text{ keV}$ .

### 5.2.2.1 Discussion

La spectroscopie du  $^{27}\text{Na}$  a été étudiée par les réactions  $^{26}\text{Mg}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{F})^{27}\text{Na}$  [32, 85] et  $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, \text{X})^{27}\text{Na}$  [86]. L'ensemble des résultats obtenus au cours de ces expériences sont présentés sur la figure 5.44 tirée de [86]. Le  $^{27}\text{Na}$  étant un noyau impair, son spectre d'énergie d'excitation est très dense. La transition observée semble correspondre à la décroissance de l'état à 1725 keV vers l'état  $3/2^+$  à 62 keV observés dans [86]. Notons encore une fois la qualité des prédictions de USD pour la structure de basse énergie du  $^{27}\text{Na}$ .

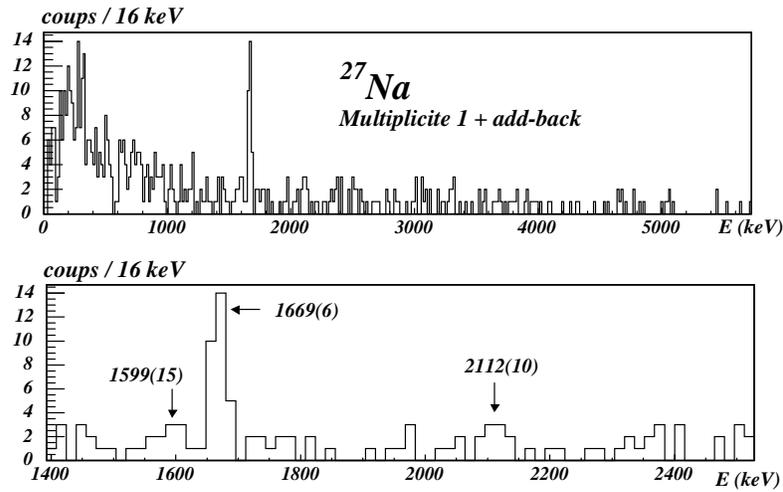


FIG. 5.43 – Spectres de désexcitation du  $^{27}\text{Na}$ .

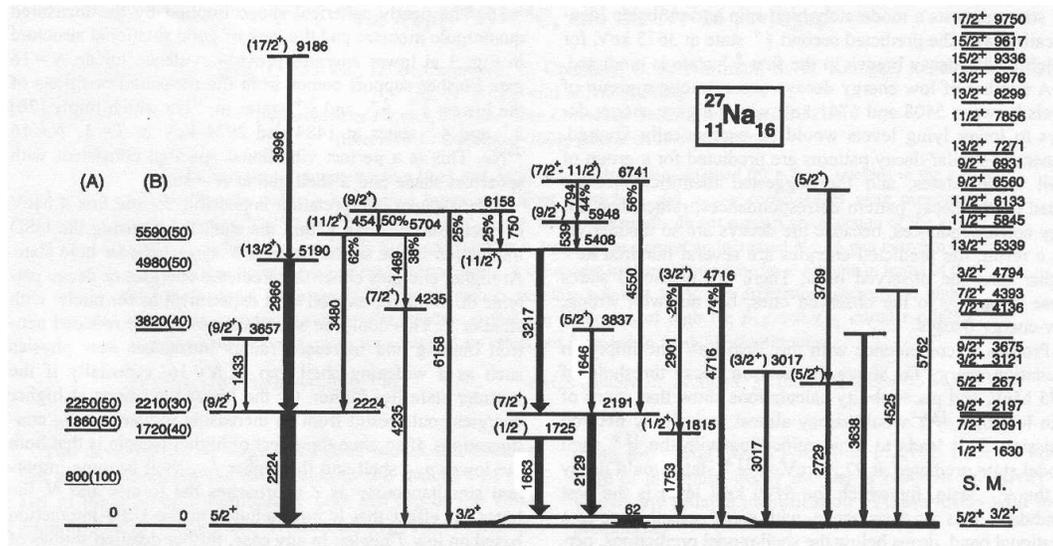
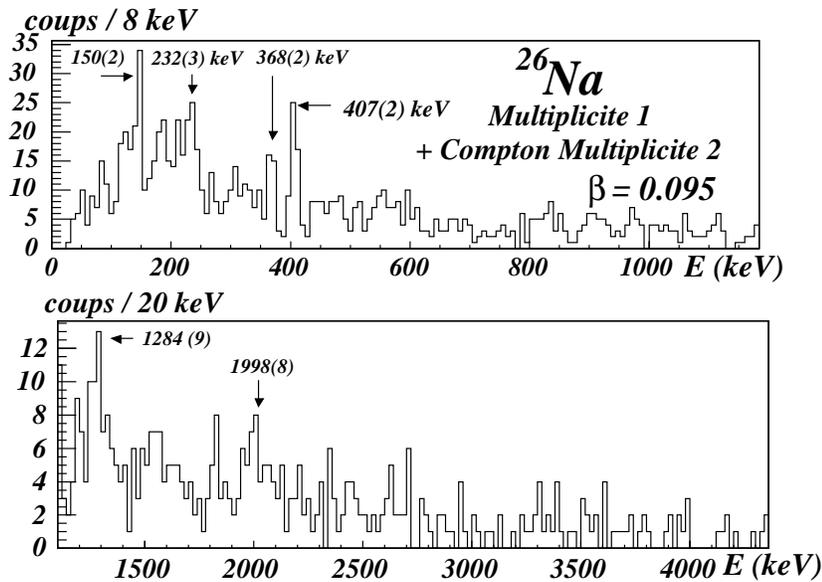


FIG. 5.44 – Résultats obtenus par [86] pour la spectroscopie du  $^{27}\text{Na}$ . Les prédictions des états de parité positive avec l'interaction USD sont mentionnés sur la droite du schéma. Les résultats des expériences [32] (spectre A) et [85] (spectre B) sont aussi mentionnés sur la gauche de la figure.


 FIG. 5.45 – Spectres de désexcitation du  $^{26}\text{Na}$ .

Le manque de sélectivité de la réaction de fusion-évaporation ne nous permet pas d'apporter des informations sur la structure du niveau alimenté.

### 5.2.3 Le $^{26}\text{Na}$

Le spectre de désexcitation du  $^{26}\text{Na}$  est corrigé de l'effet Doppler avec  $\beta = 0.095$ . La figure 5.45 contient les événements de multiplicité 1 et les événements Compton de multiplicité 2 reconstruits. A basse énergie ( $E_\gamma < 500$  keV), plusieurs structures sont présentes dans le spectre : elles peuvent correspondre à des transitions du  $^{26}\text{Na}$  ou à des fluctuations statistiques du bruit de fond. Pour s'assurer de sélectionner des transitions du  $^{26}\text{Na}$ , nous avons considéré les pics qui ont une contribution conséquente aux angles avant et arrière (figures 5.46 et 5.47) et qui présentent une largeur compatible avec la largeur théorique attendue. Les flèches indiquent les énergies pour lesquelles nous avons considéré une transition.

Les énergies des différentes transitions sont évaluées par un ajustement Gaussien sur un fond linéaire pour chaque pic. Les largeurs données sont approximativement estimées à cause du médiocre rapport signal/bruit pour les pics. Les largeurs obtenues sont en bon accord avec celles attendues. Les résultats sont réunis dans le tableau 5.16.

#### 5.2.3.1 Discussion

La spectroscopie du  $^{26}\text{Na}$  a déjà été étudiée par

- réaction d'échange de charge  $^{26}\text{Mg}(t, ^3\text{He})^{26}\text{Na}$  en cinématique directe à 23.5 MeV [87], et 36 MeV [88].
- réaction de transfert  $^{25}\text{Na}(d,p)^{26}\text{Na}$  à 2.2 MeV/u [89].
- par l'étude de la décroissance  $\beta$  du  $^{26}\text{Ne}$  [90].

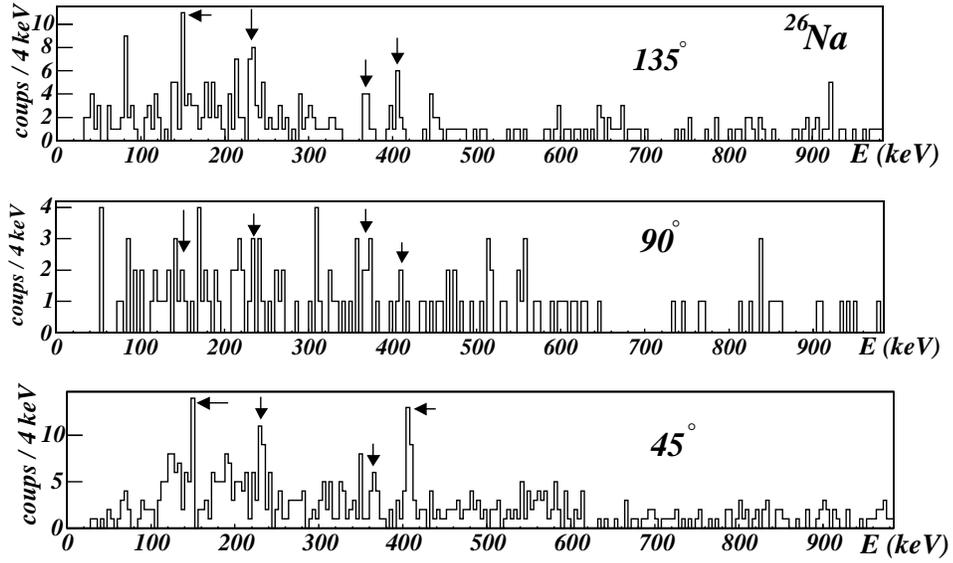


FIG. 5.46 – Spectre de désexcitation du  $^{26}\text{Na}$  ( $E_\gamma < 1000$  keV) pour les trois couronnes angulaires à  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $135^\circ$ .

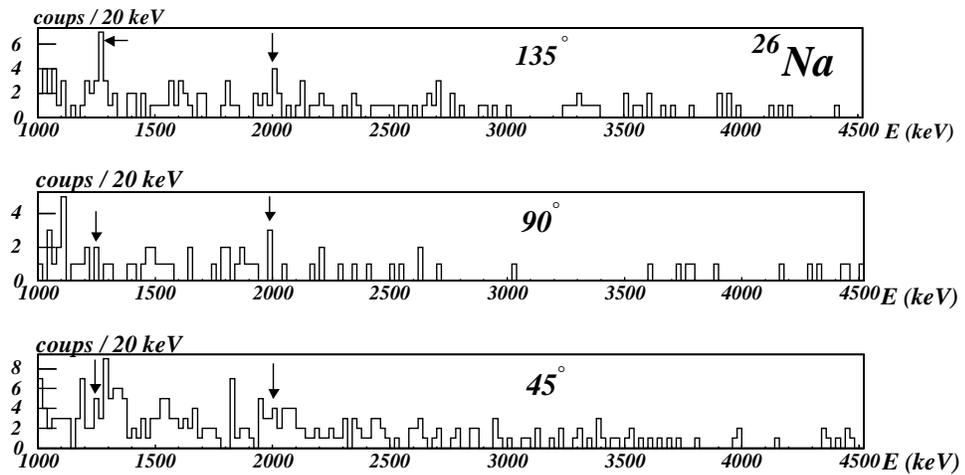
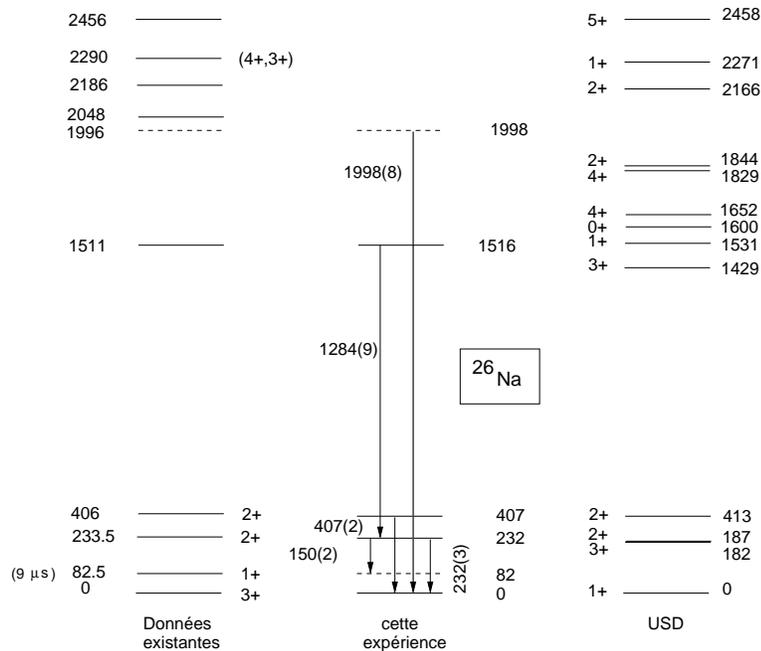


FIG. 5.47 – Spectre de désexcitation du  $^{26}\text{Na}$  ( $E_\gamma > 1000$  keV) pour les trois couronnes angulaires à  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $135^\circ$ .

E (keV)	LTMH <sub>exp</sub> (keV)	LTMH <sub>théo</sub> (keV)
150(2)	2	2
232(3)	4	4
368(2)	5	6
407(2)	4	6
1284(9)	30	20
1998(8)	30	32

 TAB. 5.16 – Transitions du  $^{26}\text{Na}$  observées au cours de l'expérience.

 FIG. 5.48 – Comparaison des résultats de l'expérience pour la structure du  $^{26}\text{Na}$  aux données antérieures et à des calculs de modèle en couches avec l'interaction USD.

Les résultats obtenus au cours de l'expérience sont comparés aux données antérieures et à des calculs de modèle en couches avec l'interaction USD sur la figure 5.48, pour des énergies d'excitation inférieures à 2500 keV. Le spectre des données antérieures est une compilation des références [87], [88], [89], et [90]. L'expérience [88] a suggéré l'existence de niveaux du  $^{26}\text{Na}$  entre 1450 keV et 1650 keV, sans pouvoir les distinguer. Au cours de l'expérience [90], un niveau à 1511 keV a été mis en évidence. Nous avons attribué la transition mesurée à 1284 keV à la décroissance de cet état vers l'état à 232(3) keV. Notre mesure donne cet état excité à une énergie d'excitation de 1516(9) keV, compatible avec la mesure de [90]. Les énergies des transitions que nous avons observées correspondent ainsi, sans ambiguïté, à des transitions entre niveaux déjà observés. La transition à 368(2) keV n'a pas pu être placée. A l'exception de cette transition, nos données sont en excellent accord avec les résultats précédents.

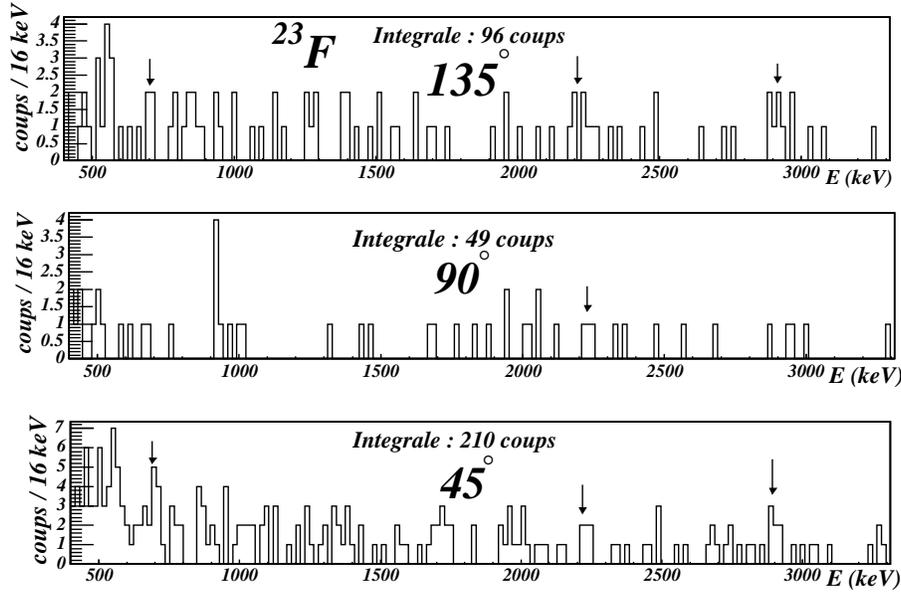


FIG. 5.49 – Spectre de désexcitation du  $^{23}\text{F}$  avec correction de l'effet Doppler ( $\beta=0.14$ ) pour chaque couronne angulaire de détection :  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $135^\circ$ .

## 5.3 Les isotopes de fluor

Nous avons identifié, dans le plan focal de VAMOS, les isotopes de fluor  $^{23}\text{F}$  et  $^{25}\text{F}$ .

### 5.3.1 Le $^{23}\text{F}$

Il est probable que le  $^{23}\text{F}$  ( $^{26}\text{Ne} = ^{23}\text{F} + \text{p} + 2\text{n}$ ) ait été essentiellement produit par fusion-évaporation ou par fragmentation. La correction de l'effet Doppler qui permet d'aligner les spectres de désexcitation du  $^{23}\text{F}$  aux différents angles a été effectuée avec une vitesse  $\beta = 0.14$ . Les spectres obtenus pour chaque couronne angulaire sont présentés sur la figure 5.49, et le spectre total sur la figure 5.50. Les transitions considérées sont indexées par une flèche.

Le spectre total présente des structures que nous avons écartées comme transitions possibles pour des raisons différentes :

- cette structure provient du pic à 511 keV issu du bruit de fond.
- Le pic correspondant n'est pas clairement visible dans chaque couronne angulaire. Nous l'avons écarté.
- La structure observée n'est visible qu'à  $45^\circ$ , il ne semble pas y avoir de contribution à  $135^\circ$ .
- ce pic provient du pic de bruit de fond à 2200 keV.

Finalement, nous observons trois transitions pour le  $^{23}\text{F}$  : 698(7) keV, 2229(13) keV, et 2920(23) keV. Leurs caractéristiques sont réunies dans le tableau 5.17. Les largeurs mesurées sont compatibles avec les valeurs estimées à partir de la relation 4.3.

Les résultats obtenus sont comparés aux données existantes [91] et aux prédictions de modèle en couches avec l'interaction USD sur la figure 5.51. Notons que la spectroscopie  $\gamma$

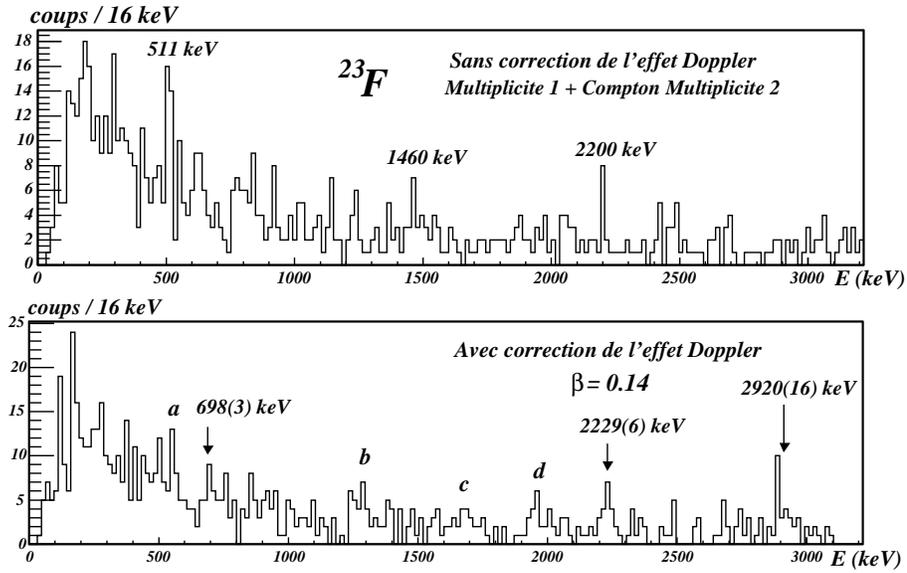


FIG. 5.50 – Spectre de désexcitation du  $^{23}\text{F}$  sans (haut) et avec (bas) correction de l'effet Doppler.

E (keV)	LTMH <sub>exp</sub> (keV)	LTMH <sub>théo</sub> (keV)
698(7)	26(12)	16
2229(13)	64(16)	49
2920(23)	104(53)	64

TAB. 5.17 – Transitions du  $^{23}\text{F}$ .

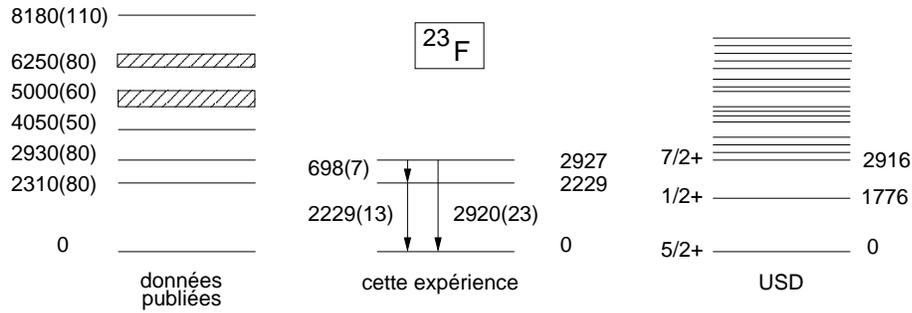


FIG. 5.51 – Comparaison des résultats obtenus avec les données existantes et les prédictions de calculs de modèle en couches avec l’interaction USD.

du  $^{23}\text{F}$  a été effectuée par [37]. Les résultats ne sont pas publiés.

Les trois transitions observées font intervenir le fondamental et les deux premiers états excités du  $^{23}\text{F}$ . Notre mesure permet d’améliorer les incertitudes sur les énergies de ces premiers niveaux. USD prédit deux niveaux dont les énergies respectives sont relativement proches de celles trouvées : le premier niveau prédit est à 1776 keV, sensiblement plus bas que la valeur expérimentale.

### 5.3.2 Le $^{25}\text{F}$

Le  $^{25}\text{F}$  ( $S_n = 4350(100)$  keV) est un isotone  $N = 16$  dont aucun état excité n’est connu. Le spectre de désexcitation du  $^{25}\text{F}$ , issu de la réaction  $^{26}\text{Ne}(d, ^3\text{He})$ , présente peu de statistique. Le schéma 2.19 des réactions attendues dans le plan focal de VAMOS montre que la cinématique de la réaction est proche de celle de (d,p). La faible statistique est sûrement due à une faible section efficace de réaction. La figure 5.52 montre que la plupart des  $\gamma$  détectés en coïncidence avec le  $^{25}\text{F}$  sont à basse énergie. Le spectre de désexcitation observé ne permet pas d’assigner de transition au  $^{25}\text{F}$ . Nous avons corrigé de l’effet Doppler les  $\gamma$  du spectre de désexcitation avec une vitesse typique ( $\beta = 0.105$ ) de celles rencontrées au cours de l’expérience : cette correction approximative ne permet pas d’observer l’apparition de structure dans le spectre.

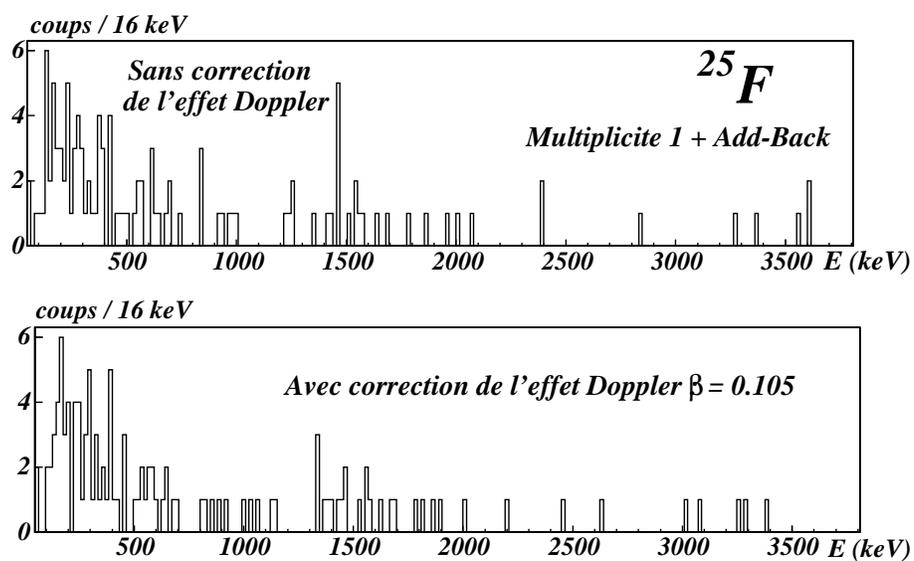


FIG. 5.52 – Spectre de désexcitation du  $^{25}\text{F}$  sans (haut) et avec (bas) "correction" (voir texte) de l'effet Doppler.

# Chapitre 6

## Approche théorique de la fermeture de sous-couche $N = 16$

Les origines possibles du changement de structure observé pour les noyaux riches en neutrons proches de  $N = 16$  sont discutées dans une première partie. Certaines dépendances en isospin de l'interaction nucléaire, les effets de déformation, et le couplage au continuum sont abordés.

Nous avons étudié l'évolution des sous-couches neutron autour de  $N = 16$  par la méthode de champ moyen. Le formalisme HFB et l'interaction effective D1S de Gogny utilisés dans ce travail sont décrits dans la seconde partie. Les résultats obtenus avec ce formalisme pour les isotones pair-pair  $N = 16$  sont présentés. En particulier  $N = 16$  deviendrait un nombre magique à la drip line neutron.

Dans une troisième partie, nous suggérons un lien entre les résultats obtenus pour les isotones  $N = 16$  et la spectroscopie des isotones  $N = 17$  correspondants. La déformation est abordée à travers un modèle "rotor+particule".

### 6.1 Les changements de structure avec l'isospin

Le noyau peut être décrit par différentes approches avec des hypothèses de départ plus ou moins microscopiques. Les calculs *ab initio* se basent sur l'interaction nue entre nucléons, les approches microscopiques de champ moyen et le modèle en couche utilisent des interactions effectives entre nucléons, le champ moyen relativiste prend explicitement en compte des échanges de mésons, d'autres approches semi-microscopiques prennent le potentiel de champ moyen comme point de départ. L'évolution de la structure nucléaire avec l'isospin a été étudiée à travers toutes ces approches, dans leurs régions d'application respectives.

Dans cette partie, plusieurs origines proposées pour l'évolution de la structure nucléaire dans la région des isotones  $N = 16$  riches en neutrons sont discutées. Dans un premier temps, nous considérerons les possibles changements de structure à déformation nulle successivement dans une approche semi-microscopique et microscopique à travers le terme de spin-orbite et le terme de spin-isospin du terme central de l'interaction N-N. Les effets de la déformation sont abordés dans une seconde section à partir du formalisme de modèle en couches. Enfin, nous discuterons les effets du continuum d'autant plus importants qu'on est proche de la drip line.

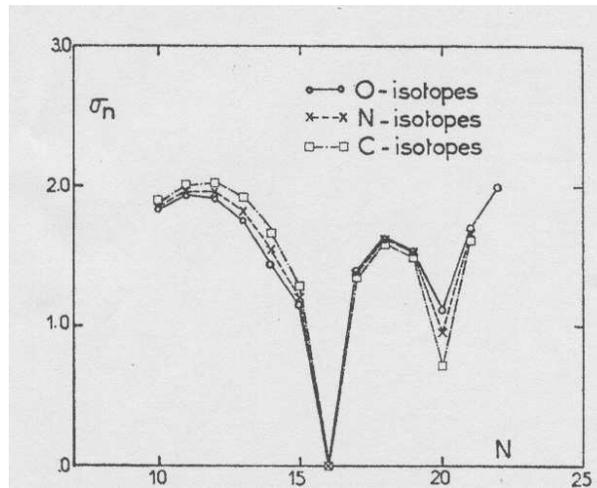


FIG. 6.1 – Déviation  $\sigma_n$  (voir texte et relation 6.1) pour les isotopes de carbone, azote et oxygène. Extrait de [93].

### 6.1.1 Dépendance en densité du terme de spin-orbite

La première prédiction de  $N = 16$  magique à la drip line neutron date de 1975 : dans un formalisme de fonctionnelle en énergie [92] et en tenant compte de l'appariement  $T=1$ , les auteurs de [93] montrent que pour  $^{22}\text{C}$ ,  $^{23}\text{N}$  et  $^{24}\text{O}$  les 16 neutrons remplissent les couches de plus basse énergie jusqu'à la sous-couche  $s_{1/2}$ , sans diffuser au dessus du niveau de Fermi (voir figure 6.1). Cette observation est caractérisée par la déviation  $\sigma_n$  par rapport au remplissage "normal" des sous-couches neutron  $\nu$

$$\sigma_n^2 = 2 \sum_{\nu} (2j_{\nu} + 1) v_{\nu}^2 (1 - v_{\nu}^2) \quad (6.1)$$

où  $v_{\nu}$  est le nombre d'occupation de la sous-couche neutron  $\nu$ . On obtient  $\sigma_n^2 = 0$  dans le cas où toutes les couches sous le niveau de Fermi sont pleines ( $v_{\nu}=1$ ), et celles au dessus vides ( $v_{\nu}=0$ ). Cette déviation caractérise la diffusion des nucléons autour du niveau de Fermi. L'apparition de  $N = 16$  magique pour  $Z = 6, 7, 8$  est due aux dépendances explicites en densité isoscalaire ( $\rho_n + \rho_p$ ) et isovectorielle ( $\rho_n - \rho_p$ ) de la fonctionnelle en énergie utilisée. Cette information conduit à considérer les influences des changements de densité sur les effets de couche. Les noyaux  $N = 16$  étant concernés par les espacements relatifs des couches  $s_{1/2}$ ,  $d_{3/2}$  et  $d_{5/2}$ , nous portons ici une attention particulière aux influences de la densité sur la séparation en énergie de ces sous-couches.

#### 6.1.1.1 Le potentiel nucléaire à un corps

Les approches semi-microscopiques basées sur un potentiel à particules indépendantes paramétrisé ont été les premières utilisées pour reproduire la séquence des niveaux du modèle en couches et les nombres magiques des noyaux stables grâce à l'introduction d'un terme de spin-orbite à un corps [5]. Dans cette approche, l'évolution avec l'isospin des espacements en énergie entre sous-couches résulte de l'évolution du potentiel moyen avec l'isospin. Etant donnée la courte portée de l'interaction nucléaire, la forme du potentiel

moyen est très liée aux densités neutron et proton ( $\rho_n$  et  $\rho_p$ ) dans le noyau. Nous nous restreignons ici au cas de noyaux sphériques.

Pour un noyau stable, la forme radiale du potentiel moyen à un corps est proche de celle d'un potentiel de Woods-Saxon

$$V(r) = \frac{-2V_0}{1 + \exp(\frac{(r-r_0)^2}{2a^2})} \quad (6.2)$$

où  $-V_0$  est la valeur du potentiel à  $r = r_0$ , et  $a$  est la diffusivité du potentiel caractérisant la forme de sa surface. Un potentiel de Woods-Saxon peut-être approché par un puit carré infini ou par un oscillateur harmonique auquel on a ajouté un terme de surface. Cette approximation a l'avantage de permettre d'estimer aisément les énergies des différentes sous-couches. De cette manière, le potentiel nucléaire est décrit comme la somme de trois termes : un potentiel harmonique  $\hat{V}_{OH}(r)$ , un terme de surface  $-D\hat{L}^2$ , et le potentiel de spin-orbite à un corps  $-f(r)\hat{L}\cdot\hat{S}$

$$\hat{V}(r) = \hat{V}_{OH}(r) - D\hat{L}^2 + f(r)\hat{L}\cdot\hat{S} \quad (6.3)$$

où  $L$  et  $S$  sont le moment angulaire et le spin du nucléon considéré. C'est l'adjonction d'un terme de spin-orbite qui permet de reproduire les nombres magiques 28, 50, 82, 126 des noyaux stables.

Pour les noyaux riches en neutron, le potentiel nucléaire des neutrons est généralement mieux représenté par une forme plus diffuse, caractéristique de fonctions d'onde moins liées et plus étendues spatialement. La forme du potentiel se rapproche alors plus d'un oscillateur harmonique que d'un potentiel de Woods-Saxon [94]. En suivant la paramétrisation de l'équation 6.3, la dépendance en isospin de la forme radiale du potentiel nucléaire à un corps correspondrait à la diminution du terme de surface  $-D\hat{L}^2$  à mesure qu'on s'éloigne de la vallée de stabilité. On obtient l'évolution présentée sur la partie gauche de la figure 6.2. Le passage d'un potentiel moyen de type Woods-Saxon à un potentiel moyen de type oscillateur harmonique renforce les effets de couche à  $N$  (ou  $Z$ ) = 16 et 40.

L'intensité du terme de spin-orbite est aussi modifiée par ce changement de densité (ie. de forme du potentiel nucléaire). En effet, le terme de spin-orbite à un corps est usuellement considéré comme un terme de surface de la forme  $f(r) \simeq \frac{dV}{dr}$  et dépend ainsi de la forme du potentiel moyen. L'augmentation de la diffusivité de la surface du noyau (dû au changement de densité) provoquerait une diminution de l'intensité du terme de spin-orbite.

La partie droite de la figure 6.2 illustre le cas où seul le terme de spin-orbite diminue : en s'éloignant de la vallée de stabilité, les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  tendent à se rapprocher, de même la sous-couche  $f_{7/2}$  s'éloigne de la couche  $sd$ .

D'après la discussion précédente, les deux effets de la figure 6.2 se combinent : la diminution du terme de surface serait responsable d'une diminution du terme de spin-orbite. Lorsque la tendance des deux effets évolue dans le même sens, comme c'est le cas pour le maintien de 20 ou l'apparition de 40 comme magiques, il n'y a pas d'ambiguïté. Par contre, le cas de  $N = 16$  est tout autre : l'adoucissement de la surface du potentiel tend à renforcer la fermeture de sous-couche  $N = 16$ , mais provoque aussi la diminution du terme de spin-orbite qui tend à affaiblir l'effet précédent. On aboutit à la possible coexistence de deux

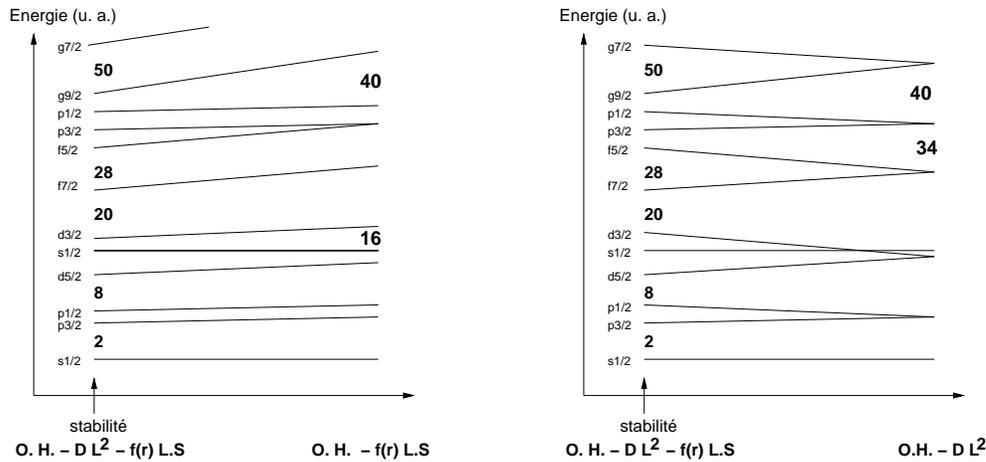


FIG. 6.2 – Gauche : évolution des couches nucléaires avec la disparition du terme de surface (voir la paramétrisation de l'équation 6.3). Droite : effet de la diminution du terme de spin-orbite.

phénomènes en compétition pour l'évolution de l'écart en énergie entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  de la couche  $sd$ .

Finalement, une modélisation aussi simple du potentiel de champ moyen permet de prédire une certaine évolution des couches avec l'isospin. Cependant cette description est incomplète :

- elle n'est pas quantitative,
- elle ne décrit qu'une tendance générale et de nombreux effets (appariement, déformation, effets du continuum ...) ne sont évidemment pas pris en compte,
- elle n'explore pas les origines microscopiques de l'évolution des couches avec l'isospin.

Pour ces raisons, nous abordons maintenant une description plus microscopique basée sur l'interaction nucléon-nucléon.

### 6.1.1.2 Origine microscopique du terme de spin-orbite

La plupart des interactions effectives nucléon-nucléon se mettent sous la forme globale [95]

$$\hat{V} = \hat{V}_0 + \hat{V}_{LS} + \hat{V}_e \quad (6.4)$$

où  $\hat{V}_0$  est le terme central,  $\hat{V}_{LS}$  le terme de spin-orbite, et  $\hat{V}_e$  le terme coulombien intervenant dans la canal proton-proton. Chacun des deux premiers termes est susceptible d'avoir une dépendance en isospin.

Le terme de spin-orbite de l'interaction à deux corps est *en partie* à l'origine de l'intensité du terme de spin-orbite à un corps (appelé aussi *champ spin-orbite*) dans le potentiel nucléaire à particules indépendantes 6.1.1.1. Toutefois, une contribution provient aussi du terme central de l'interaction N-N, ce qui ne rend pas directe l'interprétation de l'écart en énergie entre deux sous-couches partenaires de spin-orbite [96].

Le terme de spin-orbite de l'interaction à deux corps  $\hat{V}_{LS}$  est susceptible de contribuer à l'évolution en isospin de la structure nucléaire sous trois formes indépendantes :

- une dépendance *implicite* due à l'antisymétrisation de la fonction d'onde du noyau, c'est-à-dire du terme d'échange (de Fock) [96, 97],
- une dépendance *explicite* en densité de  $\hat{V}_{LS}$  suggérée par les approches relativistes [98, 99],
- une dépendance isovectorielle explicite dans l'interaction. Toutefois, actuellement, la plupart des interactions de spin-orbite qui ont une dépendance explicite en densité sont isoscalaires, c'est-à-dire dépendantes de la densité de matière  $\rho_n + \rho_p$ , et non de la différence  $\rho_n - \rho_p$ .

La référence [100] suggère que la dépendance en densité du terme de spin-orbite à deux corps, issue des équations relativistes, réduit considérablement son intensité lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité. Cette réduction est tenue pour responsable d'une forte diminution des écarts en énergie entre les sous-couches partenaires de spin-orbite. Cet effet correspond à la diminution du terme de spin-orbite à un corps décrite dans la partie 6.1.1.1. Les conclusions de [100] sont illustrées sur les chaînes isotopiques des magnésium et des néon. Pour les isotopes de néon, les calculs présentés indiquent que l'écart en énergie entre les sous-couches neutron  $d_{3/2}$  et  $d_{5/2}$  passe de 7.5 MeV à la stabilité (N=12, 14) à moins de 6 MeV pour le  $^{30}\text{Ne}$  (N=20). Cette conclusion tend à diminuer l'écart entre les partenaires de spin-orbite  $d_{3/2}$  et  $d_{5/2}$  et à augmenter l'écart en énergie entre les couches *sd* et *fp*.

## 6.1.2 Le terme de spin-isospin

Nous nous focalisons ici sur le terme de spin-isospin de la partie centrale de l'interaction nucléon-nucléon. Otsuka *et al.* ont suggéré que ce terme joue un rôle déterminant dans l'apparition de nouveaux nombres magiques à la drip line neutron, notamment N = 16 [101].

Le terme central d'une interaction N-N ne dépend que de la distance  $r_{12}$  entre les deux nucléons qui interagissent (ie. terme indépendant des impulsions). Il se décompose dans les sous-espaces de spin et d'isospin sous la forme

$$\hat{V}_0(r_{12}) = f_0(r) + f_\sigma(r) \hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2 + f_\tau(r) \hat{\tau}_1 \cdot \hat{\tau}_2 + f_{\sigma\tau}(r) \hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2 \hat{\tau}_1 \cdot \hat{\tau}_2 \quad (6.5)$$

où les  $\hat{\sigma}_i$  et  $\hat{\tau}_i$  sont les opérateurs de spin et d'isospin du nucléon  $i$  qui interagit et les  $f(r)$  dépendent de la distance relative des deux nucléons qui interagissent.

D'après [101], le terme de spin-isospin

$$\hat{V}(r_{12}) = f_{\sigma\tau}(r) \hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2 \hat{\tau}_1 \cdot \hat{\tau}_2 \quad (6.6)$$

gouverne certains effets de couche, entre autre l'apparition de N = 16 comme nombre magique pour  $^{24}\text{O}$ . Le raisonnement est le suivant :

1. L'interaction entre deux nucléons a un effet maximal lorsque le recouvrement des fonctions d'onde des deux nucléons est maximal. Le terme de spin-isospin doit ainsi avoir plus d'effet entre deux nucléons de même moment angulaire  $l$ .

2. Le terme s'écrit en fonction des opérateurs d'échange de spin et d'isospin  $\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2 \hat{\tau}_1 \cdot \hat{\tau}_2 = (2\hat{P}_\sigma - 1)(2\hat{P}_\tau - 1)$  tels que

$$\begin{aligned} \hat{P}_\sigma |S = 0, T \rangle &= -1 |S = 0, T \rangle \\ \hat{P}_\sigma |S = 1, T \rangle &= +1 |S = 1, T \rangle \end{aligned} \quad (6.7)$$

Le canal ( $S = 0, T = 0$ ) de la partie spin-isospin de l'interaction est le plus important en valeur absolu. Il est ouvert uniquement aux paires de nucléons dont les projections de spin et d'isospin sont nulles ( $S_z=0, T_z=0$ ). En restreignant cette constatation à deux nucléons de même moment angulaire  $l$  dans la couche  $sd$ , les auteurs de [101] aboutissent à la conclusion que le terme de spin-isospin induit une importante attraction entre les sous-couches proton  $d_{5/2}$  et neutron  $d_{3/2}$ .

3. L'impact de ce terme sur l'évolution de l'énergie relative entre des sous-couches neutron  $j = l - \frac{1}{2}$  et proton  $j = l + \frac{1}{2}$  apparaît lorsqu'on suit une chaîne isotonique : en s'éloignant de la vallée de stabilité vers la drip-line neutron (on diminue le nombre de protons), une sous-couche  $j = l - \frac{1}{2}$  de neutrons sera d'autant moins attirée vers les basses énergies que la sous-couche de protons  $j = l + \frac{1}{2}$  sera vidée. Cet effet est illustré sur la figure 6.3. Pour  $N = 16$ , un écart en énergie maximal entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  de la couche  $sd$  est atteint lorsque la couche  $\pi d_{5/2}$  est vide ; c'est-à-dire pour  $^{24}\text{O}$ , prédit doublement magique par ce mécanisme d'évolution des couches à déformation nulle.

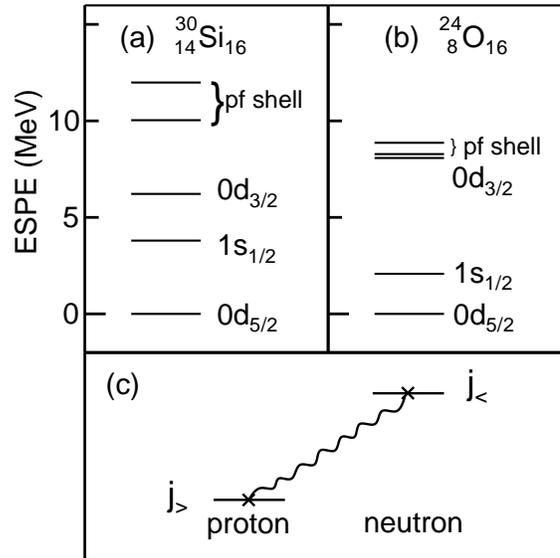


FIG. 6.3 – Effet de la partie spin-isospin du terme central de l'interaction nucléon-nucléon. Issu de [101].

L'augmentation de l'écart en énergie entre les sous-couches neutron  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  est illustrée sur la figure 6.4 où l'énergie des sous-couches neutron des isotones  $N = 20$  est représentée en fonction du nombre de protons  $Z$ . On ne s'attend pas à ce que le mécanisme d'évolution des couches proposé modifie beaucoup la structure en couches entre les noyaux  $N = 16$  et  $N = 20$ . A l'approche de la drip line neutron, l'espacement en énergie entre

les couches  $sd$  et  $fp$  diminue considérablement en énergie : à  $Z = 16$ , l'écart en énergie entre les couches  $sd$  et  $fp$  est supérieur à 5 MeV, à  $Z=10$ , les sous-couches  $f_{7/2}$  et  $p_{3/2}$  sont dégénérées, à moins de 3 MeV de la sous-couche  $d_{3/2}$ . Cette proximité des couches  $sd$  et  $fp$  pourrait expliquer la présence d'excitations de basse énergie vers la couche  $fp$  pour les isotones  $N = 17$ .

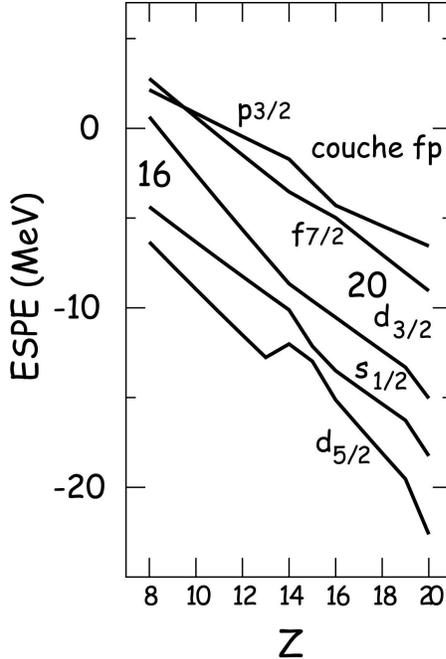


FIG. 6.4 – Evolution des sous-couches autour de  $N = 16$ . D'après [72].

L'interprétation précédente du mécanisme d'apparition de "nouveaux" nombres magiques proches de la drip line neutron est toutefois controversée [102, 103]. Selon [102], la disparition ou l'apparition de nombres magiques ne serait pas uniquement dues à une variation des écarts en énergie entre les sous-couches (comme indiqué dans [101]), mais seraient aussi liées à la possibilité que des corrélations quadrupolaires se développent (c'est-à-dire une déformation, voir partie 6.1.3).

### 6.1.3 Effets de la déformation

Bien que nous nous soyons jusqu'ici concentrés sur les modifications de structure à déformation nulle, nous venons d'évoquer l'influence de la déformation sur les effets de couches.

Nous aborderons la déformation à travers le modèle en couches où le noyau est décrit dans le référentiel du laboratoire comme une superposition de configurations sphériques. Dans ce formalisme, l'Hamiltonien  $\hat{H}$  dans l'espace de valence peut être séparé en une partie monopolaire  $\hat{H}_m$  et une partie multipolaire  $\hat{H}_M$

$$\hat{H} = \hat{H}_m + \hat{H}_M \quad (6.8)$$

$\hat{H}_m$  est responsable des propriétés globales de saturation du noyau et des états à une particule. Il réunit toutes les informations de champ moyen sphérique contenues dans  $\hat{H}$  [104].

$j_1 j_2$	(J,T)	$\langle j_1 j_2   \hat{V}^{JT}   j_1 j_2 \rangle$ (MeV)
$d_{5/2} d_{5/2}$	01	-2.82
$\bar{d}_{5/2} d_{5/2}$	50	-4.23
$d_{5/2} s_{1/2}$	30	-3.86
$d_{5/2} d_{3/2}$	10	-6.51

TAB. 6.1 – Eléments de matrice de l'interaction USD (voir texte).

Ce qui implique :

$$\langle \text{CF} \pm 1 | \hat{H}_m | \text{CF} \pm 1 \rangle = \langle \text{CF} \pm 1 | \hat{H} | \text{CF} \pm 1 \rangle \quad (6.9)$$

où CF signifie Couche Fermée.

$H_M$  contient, entre autres,

- les corrélations d'appariement. Elles comprennent l'appariement aussi bien isovecteuriel (T=1,S=0) qu'isoscalaire (T=0,S=1).
- les corrélations multipolaires (les plus importantes sont généralement les corrélations quadrupolaires et octupolaires). Ces corrélations sont à l'origine de la déformation du noyau.

Le mécanisme proposé par [101] ne tient compte que de la partie monopolaire  $\hat{H}_m$ . D'après [102], l'apparition ou la disparition de nombres magiques dépend de la possibilité ou non qu'ont les corrélations à se développer :  $\hat{H}_M$  joue un rôle dominant quant à la prédiction des nombres magiques.

Les mêmes arguments se retrouvent dans [105, 106]. Les auteurs de [106] mettent en avant l'importance de l'interaction  ${}^3S_1$  (i.e. couplage à L=0, et S=1) entre protons et neutrons dans le canal d'isospin T=0. Le gain d'énergie est maximal lorsque le recouvrement des fonctions d'onde des nucléons est grand : cela se produit pour des nucléons de même moment angulaire  $l$ . Pour l'interaction USD, l'attraction la plus intense a effectivement lieu entre deux nucléons sur les couches  $d_{5/2}$  et  $d_{3/2}$  couplés à (L=0,S=1,T=0). A titre d'illustration, le tableau 6.1 contient certains éléments de matrice diagonaux de l'interaction USD  $\langle j_1 j_2 | \hat{V}^{JT} | j_1 j_2 \rangle$  qui déterminent l'intensité de l'interaction entre deux nucléons sur les couches  $j_1$  et  $j_2$  couplés à (J,T). Pour un noyau N = 16, la promotion de neutrons sur la couche  $d_{3/2}$ , au lieu du remplissage "normal" jusqu'à la sous-couche  $s_{1/2}$ , résulte d'une compétition entre l'énergie gagnée par les couplages  $\pi d_{5/2} - \nu d_{3/2}$ , et l'énergie perdue par la promotion de neutrons de  $s_{1/2}$  vers  $d_{3/2}$ .

Ainsi, le caractère magique de N = 16 magique pourrait avoir lieu pour  $Z \leq 8$  même si l'écart en énergie entre les sous-couches neutron  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  était le même pour tous les isotones N = 16. Lorsqu'il n'y a plus de proton sur la couche  $d_{5/2}$  (cas de  ${}^{24}\text{O}$ ), les corrélations (L=0,S=1) entre protons et neutrons des sous-couches  $\pi d_{5/2}$  et  $\nu d_{3/2}$  ne peuvent plus avoir lieu (voir figure 6.5). Si l'écart en énergie entre les sous-couches  $\nu s_{1/2} - \nu d_{3/2}$  (supposé constant ici) est suffisamment grand pour empêcher les corrélations d'appariement, le système ne gagne plus d'énergie en promouvant des neutrons sur la sous-couches  $d_{3/2}$  :  ${}^{24}\text{O}$  présente un caractère magique. Il est important de noter que ces interprétations rendent le caractère magique de N = 16 indépendant de Z = 8 magique. Seul le fait que l'orbitale

de protons  $d_{5/2}$  soit vide importe : le  $^{22}\text{C}$  est aussi prédit magique.

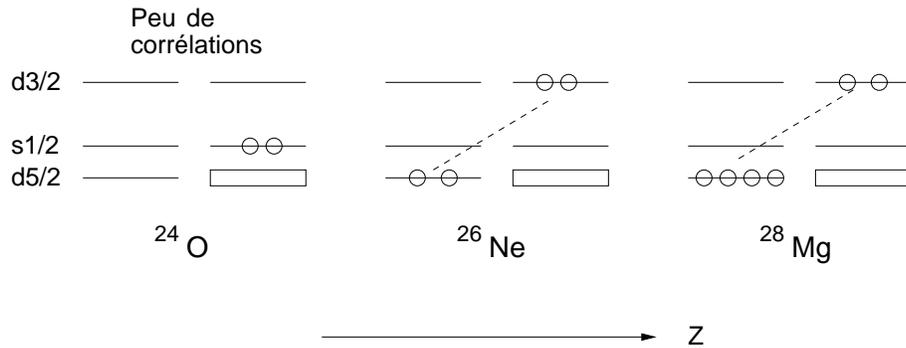


FIG. 6.5 – Schéma des corrélations dans les isotones  $N = 16$  proches de la drip line  $^{28}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Ne}$  et  $^{24}\text{O}$ .

Finalement, les différentes travaux discutés permettent de souligner les points suivants pour qu'il y ait fermeture de sous-couche à  $N = 16$  :

- l'écart en énergie entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  doit être suffisamment grand pour interdire les corrélations d'appariement neutron qui correspondraient à une promotion de neutrons sur la sous-couche  $d_{3/2}$ . Les travaux de [101] montrent que l'écart entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$ , pour les isotones  $N = 16$ , tend à augmenter au fur et à mesure qu'on se rapproche de la drip line neutron.
- les corrélations quadrupolaires ne doivent pas avoir lieu. Ce dernier critère fait intervenir une compétition entre l'attraction des couches et leur écart en énergie.

Ces critères coïncident avec ceux utilisés par [107] en champ moyen dans le formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov (voir partie 6.2).

### 6.1.4 Les couplages au continuum

On entend par continuum :

- les résonances,
- le continuum non résonnant (états de diffusion).

Le couplage au continuum modifie la structure en couches des noyaux proches de la drip line [94]. Des travaux récents basés sur des approches de type modèle en couches avec prise en compte du continuum, tels que SMEC [108] (Shell Model Embed in the Continuum) ou GSM [109] (Gamow Shell Model), montrent que les effets du couplage au continuum peuvent être significatifs. Ces effets sont importants pour les noyaux légers tels que les hélium et lithium riches en neutron [110]. La situation est moins tranchée pour les états liés de noyaux plus lourds tels que ceux que nous avons étudiés.

Il n'est pas possible de prédire systématiquement si les états excités peu liés sont abaissés en énergie par rapport au fondamental du fait des couplages au continuum ou l'inverse. Les effets du continuum sont complexes et font actuellement l'objet de plusieurs études.

Ces travaux nous incitent à considérer avec précaution les prédictions des modèles pour les niveaux liés proches de l'énergie de séparation d'un neutron. On peut ainsi s'interroger sur la validité des prédictions que nous avons utilisées pour le  $^{27}\text{Ne}$  ( $S_n=1430(110)$  keV).

Cependant, pour les interactions de modèle en couches qui ajustent certains des éléments de matrice sur des données expérimentales de noyaux proches de la drip line, les effets du continuum sont *a priori* partiellement et implicitement pris en compte.

## 6.2 Etude des isotones $N = 16$

Nous avons étudié l'évolution des sous-couches de neutrons autour de  $N = 16$  par la méthode de champ moyen et testé l'interaction effective vis-à-vis de sa dépendance en isospin pour les noyaux légers. Les différents noyaux pair-pair de la chaîne isotonique  $N = 16$  sont étudiés dans le formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB).

### 6.2.1 Les formalisme Hartree-Fock (HF) et Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)

Dans la théorie de champ moyen, un noyau est décrit comme un ensemble de constituants indépendants soumis au potentiel généré par l'ensemble des autres constituants. Dans la théorie Hartree-Fock (HF), ce sont les nucléons qui sont considérés comme indépendants. Cette description s'est avérée prédictive pour les noyaux magiques. La théorie HFB est la généralisation de la théorie HF pour mieux prendre en compte les corrélations dans le noyau : les nucléons ne sont plus considérés comme indépendants, mais le noyau est constitué d'autres constituants indépendants appelées *quasi-particules*.

#### 6.2.1.1 Principe de minimisation

La méthode HF (HFB) de champ moyen nécessite deux ingrédients :

1. l'Hamiltonien du système,
2. une fonction d'onde paramétrisée.

La méthode est basée sur un principe de minimisation de l'énergie totale du système :

$$\delta \frac{\langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} = 0 \quad (6.10)$$

où  $\hat{H}$  est l'Hamiltonien effectif du système considéré. La méthode est itérative : la fonction d'onde à trouver définit le champ moyen qui intervient dans les équations qui permettent de calculer la fonction d'onde, et cætera . . . Les Hamiltoniens utilisés dans ces approches se dérivent d'une interaction effective à deux corps où les termes à trois corps de l'interaction réelle sont généralement pris en compte à travers des termes dépendants de la densité à un corps. L'Hamiltonien du système se décompose en un terme cinétique à un corps et un terme potentiel à deux corps :

$$\hat{H} = \sum t_{ij} c_i^\dagger c_j + \frac{1}{4} \sum_{i,j,k,l} \langle ij|v|kl \rangle c_i^\dagger c_j^\dagger c_k c_l \quad (6.11)$$

Les opérateurs de création et d'annihilation  $c^\dagger, c$  sont issus du formalisme de la théorie quantique des champs. Ils décrivent une base complète, par exemple constituée d'états propres d'un oscillateur harmonique. La transformation  $U$  qui permet de passer des états d'un oscillateur (opérateurs  $c^\dagger$ ) aux états de particules (opérateurs  $a^\dagger$ ) est appelée transformation Hartree-Fock :

$$a_i^\dagger = \sum_{\delta} U_{\delta i} c_{\delta}^\dagger \quad (6.12)$$

### 6.2.1.2 Le formalisme Hartree-Fock

La méthode HF considère le noyau comme un ensemble de particules indépendantes. On construit la fonction d'onde HF à partir du vide de particules  $|0\rangle$  comme un produit antisymétrique (déterminant de Slater) de particules d'état  $i$  :

$$|\Psi_{HF}\rangle = \prod_{i=1}^A a_i^\dagger |0\rangle \quad (6.13)$$

où  $A$  est le nombre de nucléons considérés, et les  $a_i^\dagger$  sont les opérateurs de création de particules dans l'état  $i$ . Le produit antisymétrisé est noté  $\prod \dots$ . Le principe de minimisation aboutit à une formulation générale de la fonctionnelle en énergie pour le formalisme HF :

$$\epsilon(\Psi_{HF}) = \epsilon(\rho) = Tr(\hat{t}\hat{\rho}) + \frac{1}{2}Tr(\hat{\Gamma}\hat{\rho}) \quad (6.14)$$

où  $\hat{\rho}$  est la matrice densité à un corps. L'énergie est constituée d'une partie cinétique, où  $\hat{t}$  est l'opérateur d'énergie cinétique associé, et une partie potentielle  $\Gamma$  de champ moyen dit "normal" :

$$\begin{aligned} \rho_{ji} &= \frac{\langle \Psi | a_i^\dagger a_j | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}, \\ \Gamma_{ij} &= \sum_{k,l} \langle ik | \hat{v} | jl \rangle \rho_{lk} = (Tr(\hat{v}\hat{\rho}))_{ij}. \end{aligned} \quad (6.15)$$

### 6.2.1.3 Le formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)

De nombreuses données expérimentales montrent que la description HF n'est adaptée qu'aux noyaux doublement magiques où les corrélations peuvent être supposées négligeables. Pour tous les autres noyaux, c'est-à-dire l'immense majorité, les nucléons ne peuvent pas être considérés comme indépendants : l'interaction tend à privilégier les configurations où les nucléons se regroupent par paires de nucléons corrélés majoritairement dans le canal  $(S, T) = (0, 1)$ . La fonction d'onde considérée dans le formalisme HF ne permet pas de reproduire cet effet ; une autre forme de fonction d'onde, plus riche, doit être utilisée. La transformation générale qui permet de restaurer des corrélations est la transformation de Hartree-Fock-Bogoliubov :

$$\eta_i^\dagger = \sum_{\delta} \mathcal{U}_{\delta i} c_{\delta}^\dagger + \mathcal{V}_{\delta i} c_{\delta} \quad (6.16)$$

Les opérateurs  $\eta_i^\dagger$  et  $\eta_i$  sont appelés créateurs et annihilateurs de *quasi-particules*. Les quasi-particules sont des entités abstraites qui sont construites comme des superpositions de nucléons. La corrélation se fait en mélangeant des opérateurs de création et d'annihilation de nucléons.

La fonction d'onde recherchée est donnée par

$$|\Psi_{HFB}\rangle = \prod_{j=1}^{+\infty} \eta_j |0\rangle. \quad (6.17)$$

Ce formalisme, plus riche que celui de HF, aboutit à une fonctionnelle en énergie comprenant un terme supplémentaire, le champ d'appariement  $Tr(\Delta\kappa)$  :

$$\epsilon(\Psi_{HFB}) = \epsilon(\rho) = Tr(t\rho) + \frac{1}{2}Tr(\Gamma\rho) + \frac{1}{2}Tr(\Delta\kappa) \quad (6.18)$$

De manière équivalente à  $\rho$  et  $\Gamma$ ,  $\kappa$  et  $\Delta$  sont le tenseur d'appariement et le champ moyen "anormal", ou champ d'appariement :

$$\begin{aligned} \kappa_{ij}^* &= \frac{\langle \Psi | a_i^\dagger a_j^\dagger | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}, \\ \Delta_{ij} &= \sum_{k,l} \langle ij | \hat{v} | kl \rangle \kappa_{kl} = (Tr(\hat{v}\hat{\kappa}))_{ij}. \end{aligned} \quad (6.19)$$

La méthode variationnelle implique que les trois termes de la fonctionnelle en énergie dans (6.18) sont étroitement liés : la minimisation de l'énergie du système est la résultante d'un équilibre entre ces trois termes. De ce fait, un calcul HF et un calcul HFB pour un même noyau vont présenter un champ moyen normal différent, sauf si le noyau est magique (dans ce cas l'énergie d'appariement est nulle). De fait, l'énergie d'appariement  $E_p$ , définie par

$$E_p = \frac{1}{2}Tr(\Delta\kappa), \quad (6.20)$$

a un réel sens même si elle apparaît comme un découpage "mathématique" de l'énergie totale : une énergie d'appariement  $E_p$  nulle veut bien dire que les corrélations (statiques) d'appariement n'existent pas dans le noyau.

## 6.2.2 La force de Gogny

La base d'une description en terme de champ moyen est l'interaction effective. C'est elle qui permet la construction de l'Hamiltonien. Nous avons utilisé la force de Gogny-D1S développée dans les années 1970 au Service de Physique Nucléaire du centre de Bruyères-le-Châtel du CEA [111, 112]. Elle est de portée non nulle et traite à la fois les canaux particule-trou et particule-particule (l'appariement), contrairement aux interactions de type Skyrme [113]. L'originalité de l'interaction de Gogny est d'utiliser des Gaussiennes pour la portée de l'interaction, ce qui permet une séparation de certaines intégrales à calculer, et donc un traitement numérique rapide. La force contient 14 paramètres qui sont ajustés *une fois pour toutes* sur quelques propriétés de la matière nucléaire infinie et certains noyaux. L'interaction s'écrit :

$$\begin{aligned} v_{12} = \sum_{j=1}^2 & \exp -\left(\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{p_j}\right)^2 (W_j + B_j P_\sigma - H_j P_\tau - M_j P_\sigma P_\tau) && \text{Terme central} \\ & + t_3 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}\right) && \text{Terme densité} \\ & + i W_{ls} \overleftarrow{\nabla}_{12} \cdot \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \Lambda \overrightarrow{\nabla}_{12} \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) && \text{Terme spin-orbite} \\ & + (1 + 2\tau_{1z})(1 + 2\tau_{2z}) \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} && \text{Terme coulombien} \end{aligned} \quad (6.21)$$

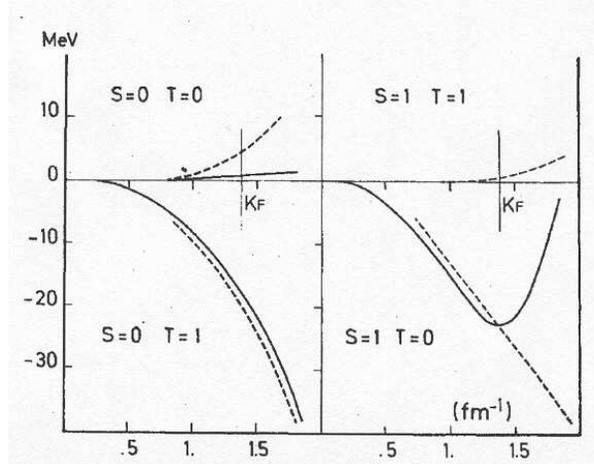


FIG. 6.6 – Contribution à l'énergie potentielle des sous-espaces ST en fonction de la densité de matière nucléaire. La densité du point de saturation de la matière nucléaire infinie est indiquée par un trait vertical dans chacun des sous-espaces. Les traits continus sont les résultats obtenus pour D1, les tirés représentent les tendances issues de calculs obtenus avec des interaction réalistes.

où les  $P_\sigma$ ,  $P_\tau$  sont les opérateurs d'échange de spin et d'isospin respectivement. Le paramètre  $x_0$  est fixé à 1. La portée finie est prise sous la forme de deux portées  $p_j$  de type Gaussien, fixées à 0.7 fm et 1.2 fm. Ces deux portées reflètent qualitativement les échanges de mésons qui sont à la base de l'interaction nucléon-nucléon. La paramétrisation de la force D1S de Gogny est indiquée dans le tableau ci-dessous 6.2.

j	$p_j(fm)$	$W_j$ (MeV)	$B_j$ (MeV)	$H_j$ (MeV)	$M_j$ (MeV)
1	0.7	-1720.3	1300.0	-1813.53	1397.6
2	1.2	103.64	-163.48	162.81	-223.93

TAB. 6.2 – Paramétrisation de la partie centrale de l'interaction effective D1S.

La dépendance en isospin de l'interaction est contenue dans la paramétrisation de la force de Gogny D1S. Le terme central est fixé dans chacun des sous-espaces (S,T) de la paire de nucléons qui interagissent. Les valeurs ajustées sont indiquées dans la figure 6.6 établie pour l'interaction D1 [111] dont est issue D1S. Ces paramètres  $(W, B, H, M)_i$  ne sont pas fixés indépendamment les uns des autres : seules des combinaisons linéaires de ces huit termes sont fixées par les contraintes dans les sous-espaces (S,T).

### 6.2.3 Résultats

L'étude des isotones  $N = 16$  en champ moyen et au-delà du champ moyen avec l'interaction de Gogny D1S a fait l'objet d'une publication [114] reproduite en annexe B. Seuls les résultats obtenus au cours de l'étude sont discutés ici.

Pour définir un noyau magique dans le formalisme de champ moyen pur, nous avons considéré les prescriptions suivantes :

- le noyau est sphérique,
- le noyau ne présente pas d'appariement neutron (proton). Pour cela, il faut que l'écart en énergie entre les deux couches de part et d'autre du niveau de Fermi soit suffisamment grand pour qu'il n'y ait pas de corrélation d'appariement.

La définition de la magie adoptée [107] est similaire aux remarques de [102] sur les noyaux magiques dans un formalisme de modèle en couches : un noyau sphérique ne présente pas de corrélations multipolaires ; le second critère (pas de corrélation d'appariement) impose un écart en énergie important (issu de la partie monopolaire de l'Hamiltonien).

Le travail effectué sur les isotones pair-pair  $N = 16$  est effectué en deux étapes : une étude en champ moyen pur, et une étude au delà du champ moyen.

### 6.2.3.1 Etude en champ moyen

Les résultats obtenus en champ moyen montrent que tous les isotones  $N = 16$  pair-pair sont sphériques dans ce formalisme. Les  $^{24}\text{O}$  et  $^{22}\text{C}$  ont un appariement neutron nul, c'est-à-dire qu'ils sont magiques en neutron.

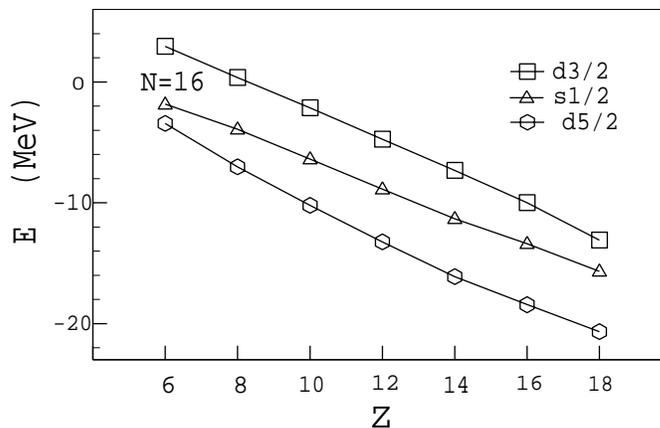


FIG. 6.7 – Evolution des sous-couches neutron des isotones  $N = 16$  en fonction du nombre de protons.

La figure 6.7 suscite plusieurs commentaires vis-à-vis de ce qui a été publié sur la fermeture de sous-couche  $N = 16$  :

- Nous observons la même tendance générale que [101] (voir figure 6.4) : un agrandissement de l'écart en énergie entre les sous-couche  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$ . Néanmoins, cet élargissement a essentiellement lieu entre le  $^{34}\text{Ar}$  et le  $^{30}\text{Si}$ . Du  $^{28}\text{Mg}$  au  $^{24}\text{O}$ , l'écart en énergie entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  augmente faiblement (quasi-linéairement) de 4 MeV à 4.3 MeV. Bien que les caractéristiques prédites par [101] se retrouvent dans les calculs effectués avec l'interaction D1S, l'agrandissement de l'écart en énergie entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  est moins marqué du  $^{28}\text{Mg}$  au  $^{24}\text{O}$ . L'interaction D1S comportant un terme spin-isospin, il est possible que ce terme contribue à l'écart en énergie observé, comme il est suggéré par [101].

- l'écart en énergie entre les deux sous-couches  $d_{5/2}$  et  $d_{3/2}$  partenaires de spin-orbite est quasiment constant le long de la chaîne isotonique  $N = 16$ . Nos calculs, effectués avec une interaction de spin-orbite à deux corps indépendante de la densité et isoscalaire, permet de prédire  $N = 16$  magique à la drip line neutron. La dépendance en densité du terme de spin-orbite mentionnée dans [100] n'apparaît pas déterminante à propos de l'effet de couche suggéré à  $N = 16$ .
- l'évolution avec  $Z$  des trois sous-couches neutron de la couche  $sd$  semble correspondre à une dépendance en  $l$ . Elle suit celle prédite par un changement de la forme du potentiel à un corps où les sous-couches augmentent en énergie proportionnellement à  $l(l+1)$  à mesure qu'on s'éloigne de la vallée de stabilité (voir partie 6.1.1.1). C'est ce qu'on observe ici : les deux sous-couches  $d$  évoluent en énergie parallèlement et plus vite que la sous-couche  $s$ .

### 6.2.3.2 Au delà du champ moyen

Dans ce travail nous avons considéré cinq degrés de liberté : deux pour la déformation triaxiale ( $\beta$  et  $\gamma$ ) et trois angles pour la rotation. Dans cet espace à cinq dimensions, nous avons pu caractériser la collectivité des noyaux étudiés et calculer des observables collectives telles que l'énergie d'excitation du premier état  $2^+$ , et la probabilité de transition réduite  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$  que nous avons comparées aux données expérimentales existantes. L'étude au delà du champ moyen est effectuée dans un formalisme basé sur la Méthode de Coordonnée Génératrice (GCM) sous l'Approximation de Recouvrement Gaussien (GOA). Le formalisme est introduit en annexe B et détaillé dans les références correspondantes.

Le traitement au delà du champ moyen aboutit aux conclusions :

- $^{24}\text{O}$  et  $^{22}\text{C}$  sont magiques en neutron.
- les autres isotones  $N = 16$  sont déformés dans le plan triaxial ( $\langle \beta \rangle \sim 0.3$ ,  $\langle \gamma \rangle \sim 30^\circ$ ). Ceci justifie le traitement en déformation triaxiale.
- les fonctions d'ondes issues des calculs permettent de calculer les énergies d'excitation des premiers états  $2^+$  et les probabilités de transition réduites  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ . Les valeurs trouvées sont en bon accord avec les données expérimentales existantes (voir tableau II de l'annexe B). Cette comparaison valide partiellement les fonctions d'onde calculées.
- l'énergie d'excitation du premier état  $2^+$  de  $^{24}\text{O}$ , calculée avec la force de Gogny D1S dans le formalisme de RPA, est trouvée au dessus du seuil de séparation d'un neutron, comme il a été expérimentalement suggéré [20].

Remarquons le bon accord entre nos résultats et certaines observations/interprétations existantes :

- Il est expérimentalement suggéré que  $^{24}\text{O}$  est doublement magique.  $^{28}\text{Mg}$  et  $^{26}\text{Ne}$  ne présentent pas les caractéristiques des noyaux magiques. Ceci est compatible avec nos calculs.
- Nos calculs prédisent que les noyaux dont la sous-couche proton  $d_{5/2}$  est partiellement remplie, sont déformés. Cette conclusion est compatible avec l'interprétation [102, 106] où l'interaction  $\pi d_{5/2} - \nu d_{3/2}$  est responsable de fortes corrélations  $\pi - \nu$  dans le noyau.

## 6.3 Déformation et isotones $N = 17$

Nous avons vu précédemment, dans une approche de modèle en couches, que la déformation est importante pour expliquer l'apparition des nombres magiques. Nous proposons ici une interprétation qualitative de l'influence de la déformation sur l'apparition d'états de parité négative à basse énergie dans le  $^{27}\text{Ne}$  ( $^{29}\text{Mg}$ ).

### 6.3.0.3 Le modèle de Nilsson

Nous considérons une déformation axiale quantifiée par le paramètre de déformation quadrupolaire  $\beta$ . L'axe de symétrie du noyau déformé est choisi suivant l'axe  $Z$ . Le schéma 6.8 présente une orbite de particule individuelle de moment angulaire total  $\vec{j}$ . La déformation du noyau provoque une levée de dégénérescence d'une orbite suivant la projection  $K$  de son moment angulaire total  $\vec{j}$  sur l'axe de symétrie  $Z$ . On peut s'interroger sur la validité d'une telle description du  $^{27}\text{Ne}$ . En effet, la spectroscopie de basse énergie du  $^{26}\text{Ne}$  montre que ce noyau a les caractéristiques d'un noyau ... vibrationnel (voir figure 5.6). la partie suivante doit être uniquement considérée comme pédagogique pour apprécier les effets de la déformation sur le spectre d'énergie d'excitation.

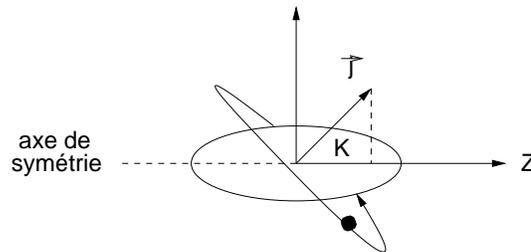


FIG. 6.8 – Schéma d'une orbite de particule individuelle dans un noyau déformé, de moment angulaire total  $\vec{j}$  et de projection  $K$  sur l'axe de symétrie.

Le caractère attractif de l'interaction nucléaire induit une baisse de l'énergie des orbites de plus petit (grand)  $K$  pour les déformations prolates (oblates). Le schéma en couches des orbites de particule individuelle en fonction de  $\beta$ , appelé diagramme de Nilsson, est présenté sur la figure 6.9. Les différentes orbites sont indexées par

$$K^\pi [N n_z \Lambda] \quad (6.22)$$

où  $K$  est la projection du moment angulaire total sur l'axe de symétrie,  $\pi$  la parité de l'orbite.  $N$ ,  $n_z$ , et  $\Lambda$  sont le nombre quantique principal de la couche considérée, le nombre de noeuds de la fonction d'onde dans la direction  $Z$ , et la composante du moment angulaire suivant l'axe de symétrie, respectivement. Considérons l'orbitale  $d_{3/2}$  : pour  $\beta = 0$ , on retrouve le modèle en couches sphérique de la figure 1.1 où le moment angulaire total de la sous-couche est un bon nombre quantique. Les projections de  $J=3/2$  sur l'axe de symétrie sont dégénérées. Pour des déformations prolates, la levée de dégénérescence tend à diminuer l'énergie de la projection  $K^\pi=1/2^+$ , et à augmenter celle de  $K^\pi=3/2^+$ . Dans le cas de  $K=1/2$ , on assiste à un mélange de configuration avec l'orbite  $K^\pi=1/2^+$  provenant de la sous-couche  $s_{1/2}$ . Dans le diagramme de Nilsson, ce mélange apparaît sous la forme

d'une répulsion des deux orbites qui ne peuvent se croiser, puisqu'elles partagent les mêmes nombres quantiques  $K^\pi$ .

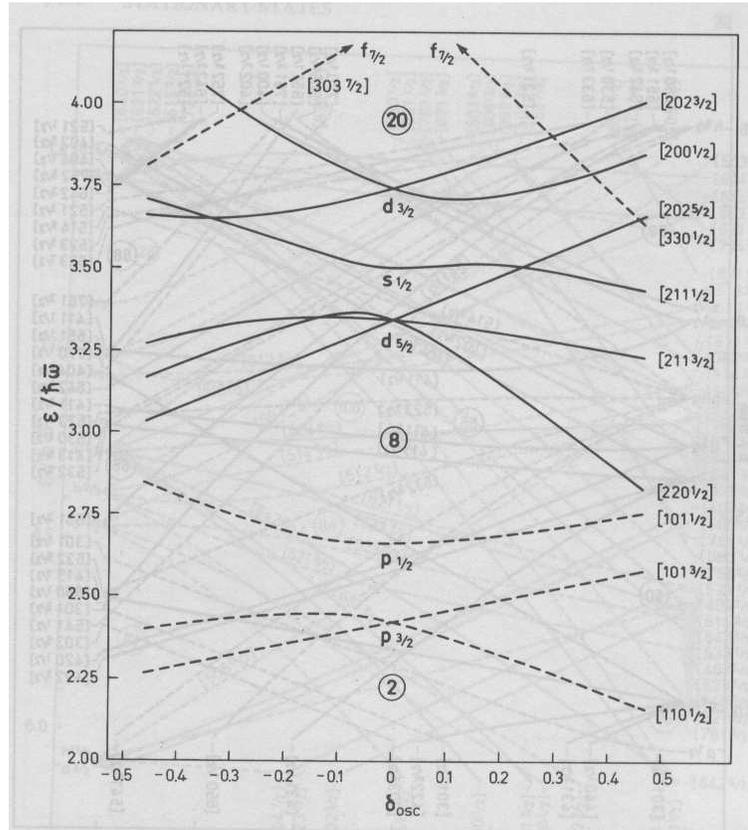


FIG. 6.9 – Diagramme de Nilsson pour  $N, Z < 20$ . Extrait de [115].

Le schéma 6.9 montre que, pour un isotone  $N = 17$  prolata, l'orbite de projection  $K=1/2$  issue de la sous-couche  $f_{7/2}$  est plus proche en énergie des orbites issues de la sous-couche  $d_{3/2}$  qu'à déformation nulle : la déformation peut engendrer des niveaux de parité négative de basse énergie sans qu'il y ait pour autant des changements de la structure en couches à déformation nulle par rapport aux noyaux de la vallée de stabilité.

La fonction d'onde  $\psi_i$  d'un état correspondant à une orbite  $i$  du diagramme de Nilsson peut être développée dans une base sphérique dont chaque élément  $\phi_j$  est caractérisé par son moment angulaire total  $j$ . Cette décomposition est de la forme

$$\psi_i = \sum_j C_j^i \phi_j \quad (6.23)$$

Les coefficients  $C_j^i$  caractérisent les mélanges de configuration précédemment évoqués.  $\psi_i$  est une fonction d'onde dans le référentiel du noyau déformé, on parle d'état intrinsèque. Dans le référentiel du laboratoire, le noyau a un moment angulaire total  $J$  qui est une constante du mouvement (de même que sa projection  $K$  sur l'axe de symétrie).

$\psi_j$	$\sum_i C_i^j \phi_i$	$a \times \delta_{K,1/2}$
$1/2^+ [200]$	$\sqrt{0.8} \phi_{s_{1/2}} + \sqrt{0.2} \phi_{d_{3/2}}$	0.4
$3/2^+ [202]$	$\phi_{d_{3/2}}$	0
$1/2^- [330]$	$\phi_{f_{7/2}}$	-4

TAB. 6.3 – Fonctions d’ondes et paramètres de découplage considérés pour le  $^{27}\text{Ne}$  dans le cas d’une déformation  $\delta = 0.3$ .

### 6.3.0.4 Le modèle ”rotor+particule”

Les états nucléaires dans le référentiel du laboratoire résultent d’un couplage entre les mouvements collectifs du noyau et les états intrinsèques des nucléons. Dans le cas d’un noyau pair-impair, comme le  $^{27}\text{Ne}$ , on peut décrire le noyau dans le cadre du modèle ”particule + rotor” qui distingue un coeur inerte de  $^{26}\text{Ne}$  en rotation de moment angulaire  $\vec{L}$  (perpendiculaire à l’axe de symétrie) et un neutron non apparié de valence de moment angulaire total  $\vec{j}$  de projection sur l’axe de symétrie du noyau  $K$ . Le moment angulaire total  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{j}$  du noyau est aussi de projection  $K$  sur l’axe de symétrie du noyau.

Dans le cadre de ce modèle, les effets de la force de Coriolis sur le nucléon de valence jouent un rôle important sur la structure du noyau : le mouvement intrinsèque du nucléon de valence dans un noyau en rotation tend à aligner son moment angulaire avec la rotation. Plusieurs régimes sont habituellement distingués dans ce modèle :

- à la limite du couplage fort, le nucléon de valence suit la rotation du coeur inerte. C’est le cas lorsque les effets de la déformation sont dominants par rapport à ceux de la force de Coriolis.
- à la limite de découplage, la force de Coriolis domine les effets de déformation : le moment angulaire du nucléon de valence est aligné avec le moment angulaire total du noyau.

Dans la limite d’un couplage fort entre la rotation du coeur et le nucléon de valence, les effets de la force de Coriolis reste néanmoins particulièrement important pour les orbites de faible projection sur l’axe de symétrie (ie. pour  $K = \pm 1/2$ ). Les énergie des états de moment angulaire total  $J$  construits sur la fonction d’onde intrinsèque du nucléon de valence sont données par la relation

$$E(J) = E_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [J(J+1) + \delta_{K1/2} a (-1)^{J+1/2} (J+1/2)] \quad (6.24)$$

où  $E_0$  est l’énergie du nucléon de valence,  $\mathcal{J}$  le moment d’inertie du noyau et  $a$  est le paramètre de découplage défini à partir de la fonction d’onde intrinsèque suivant

$$a = \sum_j (-1)^{j-1/2} (j+1/2) C_j^2 \quad (6.25)$$

La relation 6.24 montre que l’énergie de certains niveaux diminue sous l’effet du découplage (ie. les effets de la force de Coriolis). D’après le diagramme 6.9, pour une déformation prolate  $\delta \simeq 0.3$  de  $^{26}\text{Ne}$  (là où l’orbite  $K^\pi = 1/2^-$  est quasiment dégénérée avec les orbites issues de la sous-couche  $d_{3/2}$ ), on peut évaluer un schéma de niveaux du  $^{27}\text{Ne}$  dans le cadre de ce modèle. En appliquant la relation 6.24, on peut calculer les différents niveaux

construits sur les états intrinsèques  $1/2^+[200]$ ,  $3/2^+[202]$ , et  $1/2^- [330]$ . Les fonctions d'onde et le paramètre de découplage résultant, considérés dans chacun des cas, sont réunies dans le tableau 6.3. Pour calculer le schéma de niveaux, nous avons considéré le moment d'inertie qui permet de reproduire le premier  $2^+$  de  $^{22}\text{Ne}$ .

Cette approche qualitative permet de calculer le schéma de niveaux de la figure 6.10 où des états de parité négative de basse énergie sont présents. Le calcul effectué prédit que le premier état  $3/2^-$  est à une énergie plus basse que le premier état  $7/2^-$  (comme dans  $^{29}\text{Mg}$ ). Un calcul quantitatif du schéma de niveaux de  $^{27}\text{Ne}$  en champ moyen nécessiterait une étude que nous n'avons pas effectuée.

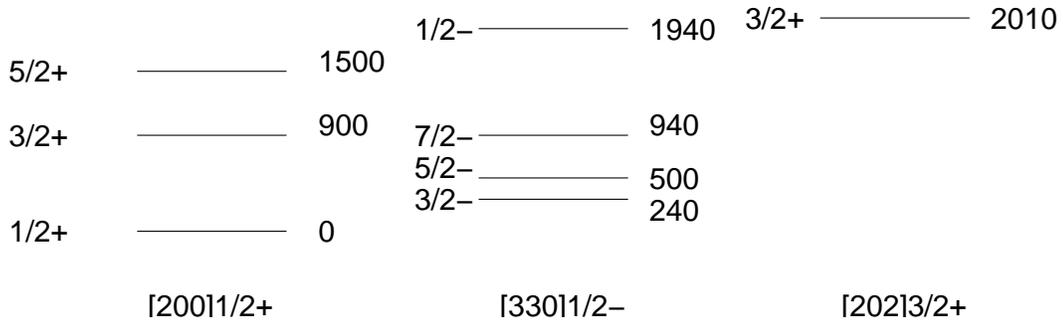


FIG. 6.10 – Schéma de niveaux obtenu pour  $^{27}\text{Ne}$  à partir de la relation 6.24.



# Chapitre 7

## Conclusion

Au cours de ce travail nous avons étudié la spectroscopie de  $^{27}\text{Ne}$  produit par la réaction de transfert d'un neutron  $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$  à 10 MeV/u au GANIL. Nous avons pu établir le schéma de niveau de  $^{27}\text{Ne}$  sous le seuil de séparation d'un neutron. Deux états excités, à 765 keV et 885 keV, ont été mis en évidence. Les sections efficaces de production des différents états ont été évaluées. Nous avons proposé une assignation du moment angulaire total et parité des différents états, compatible avec les prédictions des interactions USD et SDPF-M de modèle en couches; elle met en jeu un état intrus de parité négative de basse énergie. Cette assignation, bien que fortement contrainte, reste à confirmer puisque nous n'avons pas établi directement les caractéristiques des états.

Nous avons effectué une étude théorique des isotones  $N = 16$  de la vallée de stabilité à la drip line neutron dans un formalisme de champ moyen Hartree-Fock-Bogoliubov avec l'interaction de Gogny D1S et un traitement au-delà du champ moyen par la méthode des coordonnées génératrices (GCM) avec l'approximation de recouvrement Gaussien (GOA). Ce travail prédit  $^{24}\text{O}$  et  $^{22}\text{C}$  sont des noyaux magiques en neutron, alors que  $^{26}\text{Ne}$  et  $^{28}\text{Mg}$  sont déformés dans le plan  $\beta$ - $\gamma$ , avec une fonction d'onde collective piquée à déformation nulle et une déformation moyenne  $\langle \beta \rangle \sim 0.3$ . L'analyse en champ moyen pur permet de mettre en évidence une augmentation avec l'isospin de l'écart en énergie entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$ . Cette augmentation est cependant moins prononcée que dans les calculs de modèle en couches. Le traitement au delà du champ moyen nous a permis de calculer les énergies d'excitation du premier état  $2^+$  et les transitions de probabilité réduites  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  des isotones  $N = 16$ . Le bon accord avec les données expérimentales existantes valide partiellement les fonctions d'onde calculées. Ces résultats indiquent que le caractère magique de  $N = 16$  pour  $^{24}\text{O}$  et  $^{22}\text{C}$  n'est pas uniquement dû à l'écart en énergie entre les sous-couches  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$ , à peu près constant du  $^{28}\text{Mg}$  au  $^{24}\text{O}$ . Les corrélations quadripolaires dans  $^{26}\text{Ne}$  et  $^{28}\text{Mg}$  pourraient trouver leur origine dans la forte interaction attractive entre les protons de la couche  $d_{5/2}$  et les neutrons de la couche  $d_{3/2}$  susmentionnée. Sous l'hypothèse que le  $^{27}\text{Ne}$  peut-être représenté par un coeur de  $^{26}\text{Ne}$  et un neutron de valence, cette déformation du  $^{26}\text{Ne}$  permet d'expliquer l'apparition d'états intrus de parité négative à basse énergie.

La spectroscopie de basse énergie du  $^{27}\text{Ne}$  n'est donc pas encore fermement établie, de même que l'évolution des sous-couches proches du niveau de Fermi des isotones  $N = 16$ . Plusieurs autres expériences sont à envisager pour pouvoir conclure. On citera entre autres :

- l'assignation directe des spin et parité des états observés pour le  $^{29}\text{Mg}$  et  $^{27}\text{Ne}$ . Une

expérience de *knock-out* d'un neutron  $^{28}\text{Ne}(^9\text{Be}, X\gamma)^{27}\text{Ne}$  a été effectuée au National Superconducting Cyclotron Laboratory (Michigan, Etats-Unis). La distribution en moment de  $^{27}\text{Ne}$  est susceptible de donner des informations sur la structure en couches de  $^{28}\text{Ne}$ . Les résultats de cette expérience, complémentaire de celle que nous avons effectuée, devraient approfondir notre compréhension de la structure du  $^{27}\text{Ne}$ . Pour caractériser le fondamental du  $^{27}\text{Ne}$  on peut suggérer de (i) faire le *knock-out* d'un neutron  $^{27}\text{Ne}(^9\text{Be}, X\gamma)^{26}\text{Ne}$ , la distribution en moment parallèle du résidu donnant le moment orbital du neutron expulsé, (ii) assigner les spin et parité des états isobariques du  $^{27}\text{Na}$  par diffusion élastique résonnante  $^{26}\text{Ne}(p, p)^{26}\text{Ne}$  pour en déduire des informations sur les niveaux liés et non liés du  $^{27}\text{Ne}$ . Ce dernier projet est actuellement à l'étude.

- la localisation du premier état  $2^+$  du  $^{24}\text{O}$  (plusieurs propositions d'expérience ont été faites dans ce sens et des résultats récents indiquent la position de cet état à 300 keV au-dessus du seuil de séparation d'un neutron de  $^{24}\text{O}$  [21]) et dans une perspective plus lointaine du  $^{22}\text{C}$ .
- la mesure de la masse du  $^{25}\text{O}$  permettrait de compléter la systématique des énergies de séparation d'un neutron.

Ces données, pour être interprétée quantitativement, nécessitent le développement de plusieurs outils théoriques :

- pour les noyaux pair-pair, la reproduction d'états  $2^+$  au dessus du seuil de séparation d'un neutron implique une bonne maîtrise du continuum au sens large (états de diffusion et résonances) ; les développements récents des formalismes GSM (Gamow Shell Model) et SMEC (Shell Model Embeded in the Continuum) vont dans ce sens.
- Le calcul de la spectroscopie des isotones  $N = 17$  nécessite, pour les modèles en couche, une interaction capable de calculer la structure de noyaux dont les couches *sd* et *fp* sont simultanément actives. Des interactions sont actuellement en développement (Tokyo, Strasbourg) pour reproduire l'ensemble des niveaux des noyaux des couches *sd + fp*.
- Les théories de champ moyen, pour arriver à ces fins, doivent pouvoir traiter avec précision les noyaux impairs.

Cette expérience a nécessité de mettre en place un protocole expérimental nouveaux, adapté à l'étude de noyaux avec des faisceaux peu intenses et de faible énergie : à cette fin, nous avons utilisé une cible cryogénique de  $\text{D}_2$ . La détection  $\gamma$  a été essentielle pour résoudre les transitions proches en énergie. La spectroscopie  $\gamma$  est d'autant plus essentielle pour étudier les effets de couche qu'on explore des régions de noyaux de plus grande masse. Dans le futur, ce couplage EXOGAM-VAMOS semble un outil efficace pour faire la spectroscopie de noyaux à partir de faisceaux peu intenses. Dans le cas de faisceaux plus intenses (à partir de  $10^4$  pps), tels que ceux produits prochainement par SPIRAL2, il est naturel de penser à des expériences avec cible mince qui permettront d'associer la spectroscopie  $\gamma$  et la détection de particules légères. Le couplage MUST2+EXOGAM+VAMOS permettra de faire la spectroscopie des états liés et non liés de noyaux riches ou pauvres en neutrons. L'étude des variations de structure sur de longues chaînes isotopiques (ou isotoniques) magnifie les effets d'isospin, et permettra à terme d'isoler leurs origines. Le succès de ce

## Conclusion

projet passe par de fortes collaborations entre expérimentateurs et théoriciens.

# Annexe A

## Fonctions d'onde du modèle en couches (interaction USD) pour des états de parité positive des isotopes $^{25,26,27}\text{Ne}$ .

Les différentes fonctions d'ondes des états de parité positive de plus basse énergie ont été calculés avec le code ANTOINE [22, 23] et l'interaction USD [24]. Seules les configurations de plus grand poids sont représentées. Les fonctions d'onde sont normalisées de telle sorte que la somme des poids soit égale à 1. Les niveaux étudiés sont réunis sur la figure A.

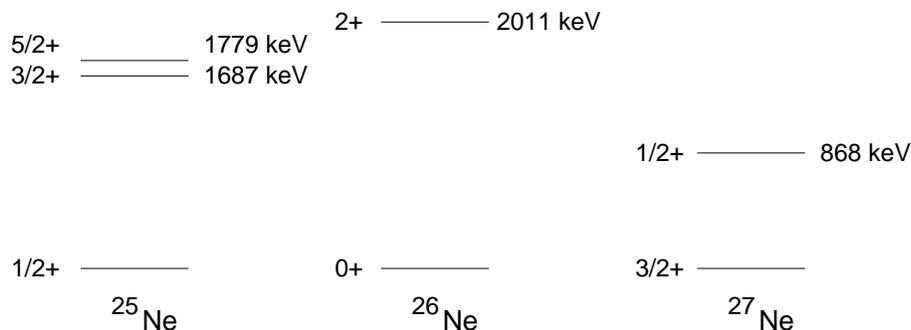


FIG. A.1 – Premiers niveaux de parité positive calculés avec le code ANTOINE et l'interaction USD pour les  $^{25,26,27}\text{Ne}$ .

poids	protons			neutrons			poids	protons			neutrons		
	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$		$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$
0.491	2	0	0	6	2	0	0.252	2	0	0	6	2	0
0.066	0	2	0				0.148	1	1	0			
0.038	0	0	2				0.018	0	1	1			
0.011	2	0	0	6	1	1	0.156	2	0	0	6	1	1
0.054	1	1	0				0.041	1	1	0			
0.111	2	0	0	6	0	2	0.023	0	2	0			
0.011	0	2	0				0.094	2	0	0	6	0	2
0.014	2	0	0	5	2	1	0.042	1	1	0			
0.024	2	0	0	5	1	2	0.014	2	0	0	5	2	1
0.085	2	0	0	4	2	2	0.024	2	0	0	5	1	2
							0.049	2	0	0	4	2	2
							0.022	1	1	0			

FIG. A.2 – Fonctions d’onde du fondamental du  $^{26}\text{Ne}$  (gauche) et du premier état  $2^+$  du  $^{26}\text{Ne}$  ( $E^* = 2011$  keV) (droite) calculées avec le code de modèle en couches ANTOINE et l’interaction USD. Seules les configurations de plus grand poids sont représentées.

poids	protons			neutrons			poids	protons			neutrons		
	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$		$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$
0.678	2	0	0	6	2	1	0.024	2	0	0	6	2	1
0.019	1	1	0				0.081	1	1	0			
0.050	0	2	0				0.653	2	0	0	6	1	2
0.036	0	0	2				0.025	1	1	0			
0.033	2	0	0	6	1	2	0.036	0	2	0			
0.032	1	1	0				0.025	0	0	2			
0.011	2	0	0	6	0	3	0.035	2	0	0	5	2	2
0.039	2	0	0	5	2	2	0.039	2	0	0	5	1	3
0.012	1	0	1				0.011	1	1	0			
0.014	2	0	0	5	1	3	0.019	2	0	0	4	1	4
0.036	2	0	0	4	2	3							

FIG. A.3 – Fonctions d’onde du fondamental  $I^\pi = 3/2^+$  (gauche) et du premier état  $1/2^+$  (droite) du  $^{27}\text{Ne}$  calculées avec le code de modèle en couches ANTOINE et l’interaction USD. Seules les configurations de plus grand poids sont représentées.

poids	protons			neutrons		
	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$
0.520	2	0	0	6	1	0
0.052	0	2	0			
0.041	0	0	2			
0.010	2	0	0	6	0	1
0.025	1	1	0			
0.036	2	0	0	5	2	0
0.021	0	2	0			
0.097	2	0	0	5	1	1
0.025	1	0	1			
0.011	2	0	0	5	0	2
0.020	2	0	0	4	2	1
0.053	2	0	0	4	1	2

FIG. A.4 – Fonction d'onde du fondamental  $1/2^+$  du  $^{25}\text{Ne}$ .

poids	protons			neutrons			poids	protons			neutrons		
	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$		$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$
0.084	2	0	0	6	1	0	0.251	2	0	0	6	1	0
0.090	1	1	0				0.101	1	1	0			
0.409	2	0	0	6	0	1	0.019	0	1	1			
0.031	1	1	0				0.029	2	0	0	6	0	1
0.032	0	2	0				0.204	2	0	0	5	2	0
0.021	0	0	2				0.038	0	2	0	5	2	0
0.057	2	0	0	5	1	1	0.014	0	0	2	5	2	0
0.029	1	1	0				0.058	2	0	0	5	1	1
0.035	2	0	0	5	0	2	0.047	1	1	0			
0.012	1	1	0	5	0	2	0.016	1	0	1			
0.012	1	0	1	5	0	2	0.031	2	0	0	5	0	2
0.038	2	0	0	4	2	1	0.031	2	0	0	4	2	1
0.021	2	0	0	4	1	2	0.029	2	0	0	4	1	2
0.021	2	0	0	4	0	3	0.026	2	0	0	3	2	2

FIG. A.5 – Fonctions d'onde du premier état  $3/2^+$  ( $E^* = 1687$  keV) (gauche) et du premier état  $5/2^+$  ( $E^* = 1779$  keV) (droite) du  $^{25}\text{Ne}$ .



# Annexe B

## Publication

**$N = 16$  subshell closure from stability to the neutron drip line**A. Obertelli,<sup>1</sup> S. Péru,<sup>2</sup> J.-P. Delaroche,<sup>2</sup> A. Gillibert,<sup>1</sup> M. Girod,<sup>2</sup> and H. Goutte<sup>2</sup><sup>1</sup>CEA-Saclay, DSM/DAPNIA/SPHN, F-91191 Gif-sur-Yvette, France<sup>2</sup>CEA/DIF/DPTA/SPN, Boîte Postale 12, F-91680 Bruyères-le-Châtel, France

(Received 17 November 2003; revised manuscript received 19 July 2004; published 7 February 2005)

The Hartree-Fock-Bogoliubov method implemented with the Gogny-D1S force and used in a systematic study of the even-even  $N = 16$  isotones from stability to the neutron drip line strongly suggests that a subshell gap, approximately 4 MeV wide, is opening at  $N = 16$ . The first  $2^+$  levels as well as  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2^+)$  reduced  $E2$  transition probabilities have also been predicted in configuration mixing and standard random phase approximation calculations using D1S. These results compare favorably with experimental information available for the  $Z = 10$ –18 nuclei and with expectations for  $^{24}\text{O}$  properties. They also fully support our mean-field predictions, namely that  $N = 16$  is a spherical magic number at the oxygen neutron drip line.

DOI: 10.1103/PhysRevC.71.024304

PACS number(s): 21.10.Dr, 21.10.Re, 21.60.Jz, 27.30.+t

**I. INTRODUCTION**

One of the most striking pieces of evidence for quantum mechanics in physics is the existence of magic numbers. From atomic physics to nuclear physics, they are associated with a shell structure and a spherical configuration for which all the available individual levels are filled. In atomic physics, the noble gases are well-known examples of enhanced stability in their chemical properties. In nuclear physics, the same situation indeed occurs but for magic numbers different from those found in atomic physics. The sequence of magic numbers for stable nuclei was explained theoretically for the first time fifty years ago [1,2] and is now well understood. The properties of magic nuclei like  $^{40}\text{Ca}$  or  $^{208}\text{Pb}$  were extensively studied and are the first observables to validate the shell model picture. However, the magnitude of shell gaps may evolve from stability toward drip lines. It may decrease, as already observed at neutron number  $N = 20$  for which spherical magicity vanishes at the neutron drip line [3]. This magnitude may increase as well and give rise to a new magic number at the drip line, one that is not observed for stable nuclei. Recent experimental investigations far away from the valley of stability highlight modifications in the shell model structure. Several observables show that  $N = 16$  neutron-rich isotones present a higher stability compared to their neighbors on the  $N$ - $Z$  chart, namely,

- (i) the  $N = 16$  isotones  $^{22}\text{C}$ ,  $^{23}\text{N}$ , and  $^{24}\text{O}$  are the last bound nuclei of their respective isotopic chains [4,5],
- (ii) the large energy gap around the Fermi surface for the  $N = 16$   $^{28}\text{Mg}$  and  $^{26}\text{Ne}$  nuclei causes a break in the neutron separation energy  $S_n$  systematics, and
- (iii) the first  $2^+$  level of  $^{24}\text{O}$  has been suggested in a recent  $\gamma$ -spectroscopy experiment [6] to lie at higher excitation energy than the one-neutron separation threshold  $S_n = 3.7$  MeV [7]. Such an excitation energy is much higher than the experimental  $E(2^+)$ 's observed for the other oxygen isotopes.

For these reasons,  $N = 16$  is proposed to be a magic number for the most neutron-rich isotones [8]. This means an enhancement of the spherical gap between the  $s_{1/2}$  and the

$d_{3/2}$  subshells of the neutron  $sd$  shell compared to its value for stable nuclei [9–11].

In this paper, we study  $N = 16$  as a possible new spherical magic number for neutron-rich nuclei. Our approach mainly relies on the Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) method. We show that the shell evolution may be interpreted and quantitatively reproduced with the Gogny-D1S effective interaction [12,13]. Self-consistent mean-field methods [14,15] have already been used to study light nuclei. In a previous work [16], the evolution from the stability region to the neutron-rich isotopes of the  $N = 20$  and  $N = 28$  shells has been discussed. Here, we study the  $N = 16$  isotones from  $^{22}\text{C}$ , at the neutron drip line, to  $^{34}\text{Ar}$  through a systematic description of even-even nuclei. Axial and triaxial deformations are investigated.

In the following, we briefly recall the HFB formalism and notation. The results from pure mean-field calculations restricted to axial symmetry are presented as a first step. Pairing energies are discussed. Extending the HFB calculations to triaxial shapes, collective  $2^+$  levels, and reduced transition probabilities  $B(E2)$ 's are derived from the generator coordinate method (GCM) implemented within the Gaussian overlap approximation (GOA). This configuration mixing approach complements the mean-field description and also points to  $N = 16$  as a spherical neutron magic number far away from the stability line. Finally, standard random phase approximation (RPA) calculations using the same effective force are performed for  $^{24}\text{O}$ .

**II. MEAN-FIELD DESCRIPTION**

In the constrained HFB theory, the deformed states  $|\Phi_q\rangle$  of a nucleus are described as quasiparticle (qp) vacua. The  $|\Phi_q\rangle$  states are deduced from the minimization of the energy functional

$$\delta\langle\Phi_q|\hat{H} - \lambda_N\hat{N} - \lambda_Z\hat{Z} - \sum_i \lambda_i\hat{Q}_i|\Phi_q\rangle = 0, \quad (1)$$

where  $|\Phi_q\rangle$  is the HFB wave function of deformation  $q$ , and  $\hat{H}$  is the many-body nuclear Hamiltonian. In this study, the finite range Gogny-D1S interaction is used, and both mean

and pairing fields are calculated in a consistent way. The  $\lambda$ 's in Eq. (1) are the Lagrange multipliers associated with the constraints on nucleon numbers  $N$  and  $Z$  and average deformations  $Q_i$ :

$$\begin{aligned} \langle \Phi_q | \hat{N} | \Phi_q \rangle &= N, \\ \langle \Phi_q | \hat{Z} | \Phi_q \rangle &= Z, \\ \langle \Phi_q | \hat{Q}_i | \Phi_q \rangle &= Q_i. \end{aligned} \quad (2)$$

The  $\hat{Q}_i$ 's are taken as the quadrupole operators  $\hat{Q}_{20}$  and  $\hat{Q}_{22}$ , related to the axial and triaxial Bohr deformations  $\beta$  and  $\gamma$  by

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\sqrt{Q_{20}^2 + 3Q_{22}^2}}{AR^2}, \quad \gamma = \arctan \frac{\sqrt{3}Q_{22}}{Q_{20}}, \quad (3)$$

where  $A$  and  $R = \sqrt{\frac{3}{5}}(1.2A^{1/3})$  (fm) are the mass number and radius of the nucleus under consideration, respectively.

We first investigate within constrained axial calculations the  $N = 16$  isotones to test their magicity. At this stage, we consider that neutron (proton) magicity occurs when two criteria are fulfilled: (i) The nucleus is spherical; that is, the potential energy is minimum at zero deformation, and (ii) a large energy gap separates the levels above and below the Fermi surface. The second condition is satisfied when the neutron (proton) pairing energy cancels at zero deformation in this pure mean-field description. In the HFB formalism, the neutron (proton) pairing energy is given by  $E_{n(p)} = \frac{1}{2} \text{Tr} \Delta \kappa$ , where  $\Delta$  and  $\kappa$  are the pairing field and the pairing tensor, respectively [17]. Such a correlation energy *is not* the net gain between the HFB and Hartree-Fock (HF) treatments. However, when the pairing field vanishes, HF and HFB descriptions give rise to the same total potential energy and no correlation energy is found at the mean-field level. Consequently, the study of pairing energies  $E_{n(p)}$  provides direct information about pairing correlations.

In the present work, the mean-field equations are solved using basis sets of deformed harmonic oscillators including  $N_0 = 9$  major shells. Such a large basis ensures stability of level energies at all deformations up to  $\beta \simeq 1$ . As an example, Fig. 1 illustrates the convergence of the neutron pairing energy  $E_n$  and the potential energy  $V = \langle \Phi_q | \hat{H} | \Phi_q \rangle$  for  $^{26}\text{Ne}$  with the basis size increasing from  $N_0 = 7$  to  $N_0 = 13$ . Calculations with  $N_0 = 7$  clearly do not reach the convergence, whereas those with  $N_0 = 9, 11,$  and  $13$  give the same results within 400 keV for  $V$  and 200 keV for  $E_n$ . Then, a reasonable convergence is achieved for  $N_0 = 9$ . This result holds true for all the other isotones under study.

All the axial potential energy surfaces (PESs) of the  $N = 16$  isotones, shown in Fig. 2, display a minimum at  $\beta = 0$ . Thus, the first criterion (i) for magicity is fulfilled for all isotones at the pure mean-field level. Nevertheless, this minimum is shallow for nuclei from  $^{26}\text{Ne}$  to  $^{34}\text{Ar}$  and their neutron pairing energies, shown in Fig. 3, do not vanish at zero deformation. According to criterion (ii), these nuclei are not magic. The neutron pairing energy vanishes at  $\beta = 0$  only for  $^{24}\text{O}$  and  $^{22}\text{C}$ . Then, criteria (i) and (ii) are simultaneously verified only for these two nuclei, which are predicted to be magic.

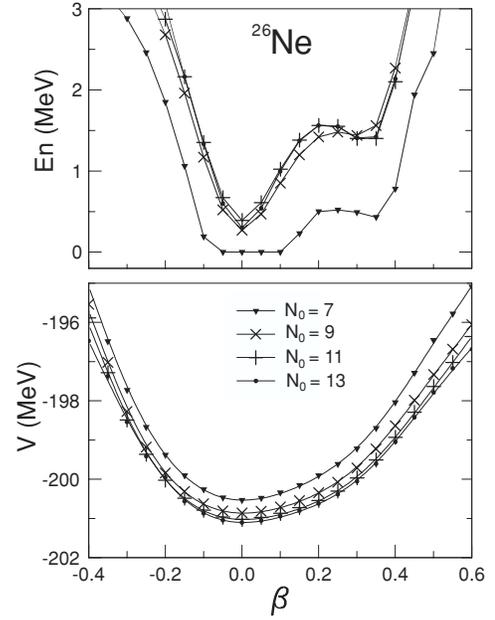


FIG. 1. Neutron pairing energies  $E_n$  (upper panel) and potential energy surfaces  $V$  (lower panel) of  $^{26}\text{Ne}$  for different basis sizes as functions of the axial deformation parameter  $\beta$ . The numbers of major shells considered are  $N_0 = 7, 9, 11,$  and  $13$ .

Furthermore, proton pairing energy vanishes at  $\beta = 0$  for  $^{24}\text{O}$ , which is then found to be doubly magic.

A gradual evolution is observed in Fig. 3 for the neutron pairing energy: Neutron pairing energy goes to zero around  $\beta \simeq 0.4$  for  $^{34}\text{Ar}$ ,  $^{32}\text{S}$ , and  $^{30}\text{Si}$ .  $^{32}\text{S}$  presents a shoulder at  $\beta = 0$ . Moving toward the drip line, this shoulder gets more pronounced and becomes a local minimum for  $^{30}\text{Si}$ ,  $^{28}\text{Mg}$ , and  $^{26}\text{Ne}$ . The neutron pairing energy vanishes at  $\beta = 0$  for  $^{24}\text{O}$  and  $^{22}\text{C}$ . The evolution of these two pairing energy minima is directly linked to the existence of prolate and

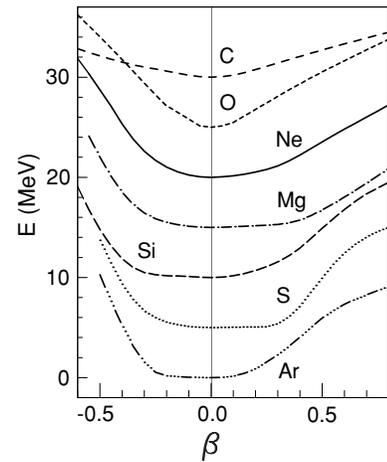


FIG. 2. Potential energy surfaces of the  $N = 16$  isotones from argon to carbon, as functions of the axial deformation parameter  $\beta$ . The minimum potential energy for argon is set to zero. The minima of the curves are arbitrarily separated by 5 MeV. Stable nuclei are  $^{32}\text{S}$  and  $^{30}\text{Si}$ .

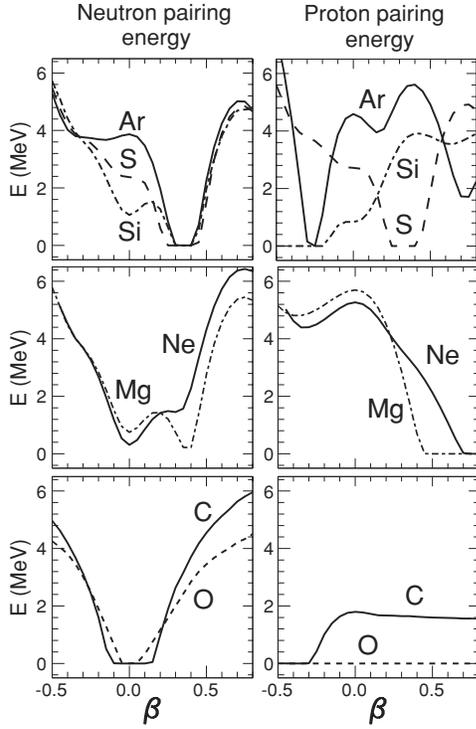


FIG. 3. Neutron (left) and proton (right) pairing energy curves for  $N = 16$  isotones from argon to carbon, as functions of the axial deformation parameter  $\beta$ .

spherical gaps between the  $K^\pi = 1/2^+$  orbitals (where  $K$  is the projection of the angular momentum on the intrinsic symmetry axis) from the  $s_{1/2}$  and  $d_{3/2}$  neutron subshells. This subshell structure is shown in the lower panel of Fig. 4 for  $^{32}\text{S}$  and  $^{26}\text{Ne}$ . Whereas  $^{32}\text{S}$  has a 6-MeV-wide prolate gap and a 3.3-MeV-wide spherical gap,  $^{26}\text{Ne}$  presents an inverse trend: These gaps are 3.5 and 4.2 MeV wide, respectively.

The upper panel of Fig. 4 shows the opening of the spherical gap  $\delta$  between the  $s_{1/2}$  and  $d_{3/2}$  neutron subshells for nuclei from  $Z = 18$  to  $Z = 6$ . For  $^{24}\text{O}$ , this gap is  $\delta \simeq 4$  MeV wide. To check the stability of this prediction,  $\delta$  has also been calculated using the older D1 [12] parametrization of the Gogny force. The results do not depend significantly on the force parametrization (see Table I). The difference between the two calculations does not exceed 600 keV for  $\delta$ . Both D1 and D1S parametrizations lead to the prediction of  $N = 16$  as a magic number at the neutron drip line.

To summarize,  $N = 16$  is predicted to be a spherical magic number at the neutron drip line for  $^{24}\text{O}$  and  $^{22}\text{C}$  in a pure mean-field approach. It preexists as a strong shell effect in nuclei of the stability region.

### III. BEYOND THE MEAN FIELD

To complement the description of these nuclei, an approach beyond the mean field is considered. A dynamical description of the ground state and low-lying  $2^+$  collective state is derived from GCM considering rotational and vibrational degrees of freedom in the triaxial plane. Collective states are taken as

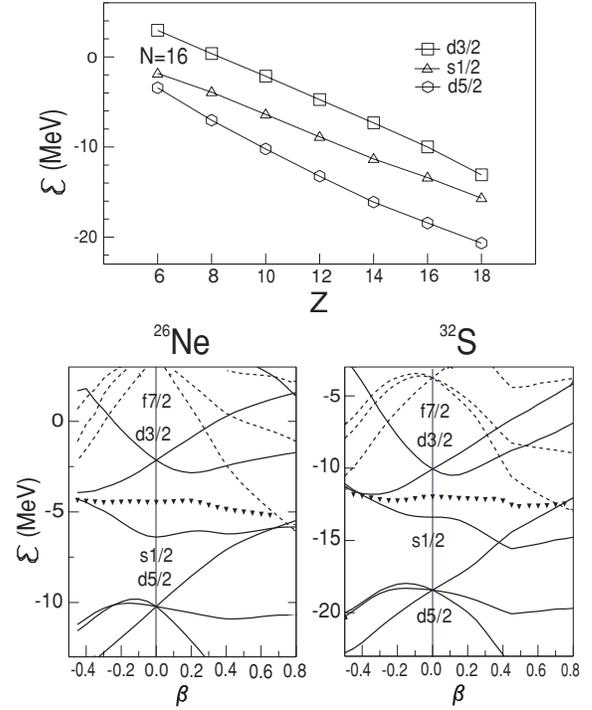


FIG. 4. (Upper panel) Neutron single-particle energies for even-even  $N = 16$  isotones at  $\beta = 0$ . (Lower panel) Neutron individual levels around the Fermi surface of  $^{32}\text{S}$  (left) and  $^{26}\text{Ne}$  (right) as functions of the axial deformation parameter  $\beta$ . Triangles represent the chemical potential.

linear combinations of constrained HFB basis states  $|\Phi_q\rangle$ , namely,

$$|\Psi_k\rangle = \int dq f_k(q) |\Phi_q\rangle. \quad (4)$$

Here,  $q$  is a five-dimensional generator coordinate, with two dimensions  $(\beta, \gamma)$  for vibrations and three Euler angles for rotation, and  $f_k(q)$  are weight functions, solutions of the Hill-Wheeler equation [18]. The GOA transforms the integro-differential Hill-Wheeler equation into a computationally tractable Schrödinger-like equation [19]:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{coll}} g_k(q) = E_k g_k(q), \quad (5)$$

where  $g_k(q)$  is the Gauss transform of  $f_k(q)$  and eigenstate of the collective Hamiltonian  $\hat{\mathcal{H}}_{\text{coll}}$  [20,21].

It is a widespread practice to perform calculations of mass and inertia parameters using the Inglis and Belyaev approximation [22,23]. This is a reasonable assumption at low

TABLE I. Spherical energy gap  $\delta$  between the  $s_{1/2}$  and  $d_{3/2}$  subshells at  $\beta = 0$  predicted using the D1S and D1 interactions in HFB calculations.

	$\delta$ (MeV)						
	$^{34}\text{Ar}$	$^{32}\text{S}$	$^{30}\text{Si}$	$^{28}\text{Mg}$	$^{26}\text{Ne}$	$^{24}\text{O}$	$^{22}\text{C}$
D1S	2.58	3.32	4.00	4.11	4.25	4.30	4.75
D1	2.33	2.89	3.24	3.53	3.87	4.17	4.74

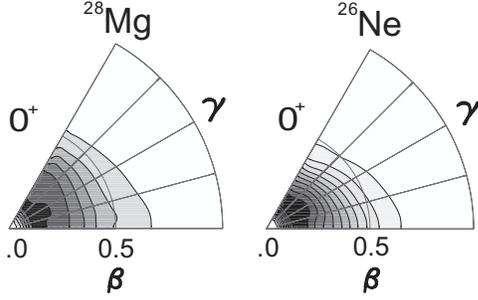


FIG. 5. Collective wave functions of the  $^{26}\text{Ne}$  and  $^{28}\text{Mg}$  ground states in the  $(\beta, \gamma)$  triaxial plane.

spin and excitation energy only for medium- and heavy-mass nuclei. As has been shown recently, improvements over the Belyaev formula for moments of inertia were necessary to provide a good description of  $^{40,42,44}\text{S}$  low-energy spectra [24]. In the present work focusing on still lighter mass nuclei, two sets of moments of inertia,  $J_{x,y,z}^A$  and  $J_{x,y,z}^B$ , have been calculated over the  $(\beta, \gamma)$  plane as follows. In the first set,  $J_{x,y,z}^A$  is defined as

$$J_{x,y,z}^A = \frac{\langle \Phi_{q,\omega_{x,y,z}} | \hat{I}_{x,y,z} | \Phi_{q,\omega_{x,y,z}} \rangle}{\omega_{x,y,z}}, \quad (6)$$

where  $\hat{I}_{x,y,z}$  are the angular momentum projections in the intrinsic system of coordinates  $x, y$ , and  $z$ , and  $\omega_{x,y,z}$  are the associated rotational frequencies for a nucleus with rotational energy  $E(I)$ . First,  $J_z^A$  is calculated from minimization of the energy functional  $\langle \Phi_{q,\omega_z} | \hat{H} - \lambda_N \hat{N} - \lambda_Z \hat{Z} - \omega_z \hat{I}_z | \Phi_{q,\omega_z} \rangle$  in the rotating frame [25], with the additional constraint  $\langle \Phi_{q,\omega_z} | \hat{I}_z | \Phi_{q,\omega_z} \rangle = \hbar^2 \sqrt{I(I+1)}$ . Here we use  $I = 2$ . The moments  $J_x^A$  and  $J_y^A$  are then calculated after permutation of the principal axes. Finally, the second set  $J_{x,y,z}^B$  results from using the Thouless-Valatin approximation [26], namely,

$$J_{x,y,z}^B = \lim_{\omega_{x,y,z} \rightarrow 0} \frac{\langle \Phi_{q,\omega_{x,y,z}} | \hat{I}_{x,y,z} | \Phi_{q,\omega_{x,y,z}} \rangle}{\omega_{x,y,z}}. \quad (7)$$

Equations (6) and (7) form two prescriptions for calculating moments of inertia. Each prescription has been tested separately while solving  $\hat{H}_{\text{coll}}$ , and their figure of merit is discussed in the following. Using configuration mixing method outlined here, we find that  $^{24}\text{O}$  and  $^{22}\text{C}$  are spherical in their ground states whereas all the other nuclei from  $^{34}\text{Ar}$  to  $^{26}\text{Ne}$  are deformed. An illustration is provided for  $^{26}\text{Ne}$  and  $^{28}\text{Mg}$  in Fig. 5, where are shown their ground-state wave functions over the  $(\beta, \gamma)$  coordinates. The topology of these surfaces suggests  $\gamma$ -unstable deformed shapes with mean quadrupole deformations  $\langle \beta \rangle = 0.31$  and  $0.39$ , and  $\langle \gamma \rangle = 24^\circ$  and  $22^\circ$  for  $^{26}\text{Ne}$  and  $^{28}\text{Mg}$ , respectively. This illustration provides a posteriori justification for our method in which the five collective quadrupole coordinates are explicitly treated.

The first  $2^+$  level energy and the  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2^+)$  reduced transition probability values calculated with  $J^A$  and  $J^B$  moments of inertia as collective model inputs are shown in Fig. 6 as open circles and stars, respectively, for the  $N = 16$  isotones from  $Z = 10$  to  $Z = 18$ . Standard RPA calculations [27] have also been performed for the doubly magic  $^{24}\text{O}$

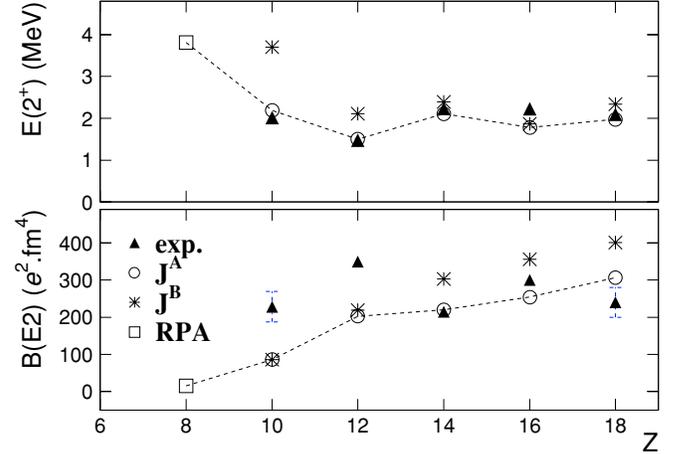


FIG. 6. (Color online) Energies of the first  $2^+$  excited state for even-even  $N = 16$  isotones from  $Z = 18$  to  $Z = 8$ . (Lower panel) Reduced transition probabilities  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2^+)$ . Experimental data (triangles) are available down to  $Z = 10$ . Both calculations with  $J^A$  (open circles) and  $J^B$  (stars) are represented from  $Z = 18$  to  $Z = 10$ . Squares are standard RPA predictions for  $^{24}\text{O}$ . Open circles and squares are connected by dashed lines to guide the eye.

nucleus using the Gogny-D1S force. In Fig. 6, RPA results (squares) are shown for completeness. Table II includes most of these predictions as well as experimental data [28] and mean deformations. As can be seen in the upper part of Fig. 6, the two sets of predictions for  $E(2^+)$  (i.e., stars and open circles) significantly differ from each other, the differences being at a maximum for  $Z = 10$  and  $Z = 12$ . However, as expected, the improvement in our determination of moments of inertia brings the  $E(2^+)$  predictions marked by open circles in close agreement with each measured values (triangles) and with the pattern they display as  $Z$  increases from  $Z = 10$  to  $Z = 18$ . The lowering observed for the  $2^+$  level in  $^{28}\text{Mg}$  is here interpreted as stemming from a stronger mean deformation (see Table II).

Experimental information available on the structure of  $^{24}\text{O}$  is rather scarce. In recent in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy measurements [6], the  $2^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+$   $\gamma$  decay was not observed,

TABLE II. First  $2^+$  level and  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2^+)$  properties of even-even  $N = 16$  isotones.  $J^A$  inertia parameters are adopted in the configuration mixing calculations for  $Z = 10$ – $18$  nuclei (see text). Standard RPA predictions using D1S are given for  $^{24}\text{O}$ . Experimental data are from [28].

	$\langle \beta \rangle$		$E(2^+)$		$B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2^+)$	
	gs	$2^+$	Theoret.	Expt.	Theoret.	Expt.
$^{34}\text{Ar}$	0.27	0.31	1.98	2.09	306	240(40)
$^{32}\text{S}$	0.31	0.32	1.78	2.23	254	300(13)
$^{30}\text{Si}$	0.32	0.37	2.11	2.23	220	215(10)
$^{28}\text{Mg}$	0.39	0.43	1.50	1.47	202	350(5)
$^{26}\text{Ne}$	0.31	0.37	2.19	2.02	86	228(41)
$^{24}\text{O}$	—	—	3.81	—	15	—

suggesting that the first  $2^+$  excited state lies above the neutron decay threshold  $S_n = 3.7$  MeV. An excitation energy  $E(2^+) \geq 3.7$  MeV would be roughly twice those for the  $Z = 10$ – $18$  members of the  $N = 16$  isotonic chain and would be consistent with the present RPA prediction of  $E(2^+) = 3.81$  MeV. These results together with those described earlier for the  $Z = 10$ – $18$  members of the  $N = 16$  isotonic chain point to the existence of a subshell closure at the oxygen neutron drip line.

#### IV. CONCLUSION

In this paper, a systematic structure study of the even-even  $N = 16$  isotones has been performed from stability to the neutron drip line. This has been achieved at both mean-field and configuration mixing levels using the Gogny-D1S effective interaction. Standard RPA calculations have also been performed for  $^{24}\text{O}$  to complement our survey. These methods allow us to investigate single-particle and pairing properties at spherical shape and along axial and triaxial quadrupole deformations, as well as collective properties.

The mean-field calculations show that a spherical subshell gap is opening at  $N = 16$  (see Fig. 4). Its size ( $\delta \simeq 4$  MeV) does not significantly depend on whether the D1 or D1S parametrization of the Gogny force is used. Furthermore the

neutron pairing energy at spherical shape vanishes only for  $^{24}\text{O}$  and  $^{22}\text{C}$ . Since the potential energy surfaces of these nuclei also show a minimum at zero deformation, we conclude that  $N = 16$  is a magic number at the neutron drip line, that is, for  $^{24}\text{O}$  and  $^{22}\text{C}$ .

Results from configuration mixing calculations bring confirmation that both nuclei are spherical in their ground states. In contrast, similar calculations suggest that all the  $Z = 10$ – $18$  isotones show strong mean deformations. A new prescription tailored to calculate moments of inertia in light nuclei leads to improved  $E(2^+)$  and  $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2^+)$  predictions that are in good overall agreement with experimental data available for the  $Z = 10$ – $18$  nuclei. Our predictions suggest that (i) collectivity of the  $0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2^+$  transitions gradually decreases as  $Z$  gets away from  $Z = 18$  and reaches a minimum at  $Z = 8$ , where it is 20 times weaker than at  $Z = 18$ , and (ii)  $E(2^+)$  energies rise sharply from 1.98 MeV ( $^{34}\text{Ar}$ ) to 3.81 MeV ( $^{24}\text{O}$ ). These collective properties are strongly suggestive of  $N = 16$  as a magic number at the neutron drip line.

Experimental determination of the  $2^+$  excitation energy for  $^{24}\text{O}$  is needed to challenge the reliability of our model predictions based on the Gogny-D1S force. It is now a key issue to precisely understand the reasons why this force is providing a subshell gap at the  $N = 16$  neutron drip line. Work along this line is in progress.

- 
- [1] M. G. Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
  - [2] O. Haxel, J. H. D. Jensen, and H. E. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).
  - [3] C. Détraz *et al.*, Phys. Rev. C **19**, 164 (1979).
  - [4] O. Tarasov *et al.*, Phys. Lett. **B409**, 64 (1997).
  - [5] H. Sakurai *et al.*, Phys. Lett. **B448**, 180 (1999).
  - [6] M. Stanoiu *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 034312 (2004).
  - [7] G. Audi and A. H. Wapstra, Nucl. Phys. **A595**, 409 (1995).
  - [8] A. Ozawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5493 (2000).
  - [9] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 082502 (2001).
  - [10] A. P. Zuker, Phys. Rev. Lett. **91**, 179201 (2003).
  - [11] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 179202 (2003).
  - [12] J. Dechargé and D. Gogny, Phys. Rev. C **21**, 1568 (1980).
  - [13] J. F. Berger, M. Girod, and D. Gogny, Comput. Phys. Commun. **63**, 365 (1991).
  - [14] A. Valor, P. H. Heenen, and P. Bonche, Nucl. Phys. **A671**, 145 (2000).
  - [15] R. Rodríguez-Guzmán, J. L. Egido, and L. M. Robledo, Phys. Lett. **B474**, 15 (2000).
  - [16] S. Péru, M. Girod, and J. F. Berger, Eur. Phys. J. A **9**, 35 (2000).
  - [17] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer-Verlag, Heidelberg, 1980).
  - [18] D. L. Hill and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **89**, 1102 (1953).
  - [19] J. Libert, M. Girod, and J.-P. Delaroche, Phys. Rev. C **60**, 054301 (1999).
  - [20] K. Kumar and M. Baranger, Nucl. Phys. **A92**, 608 (1967).
  - [21] M. Girod and B. Grammaticos, Phys. Rev. C **27**, 2317 (1983).
  - [22] D. R. Inglis, Phys. Rev. **103**, 1786 (1956).
  - [23] S. T. Belyaev, Nucl. Phys. **24**, 322 (1961).
  - [24] D. Sohler *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 054302 (2002).
  - [25] M. Girod *et al.*, Phys. Lett. **B325**, 1 (1994).
  - [26] D. J. Thouless and J. G. Valatin, Nucl. Phys. **31**, 211 (1962).
  - [27] J. P. Blaizot and D. Gogny, Nucl. Phys. **A284**, 429 (1977).
  - [28] S. Raman *et al.*, At. Nucl. Data Tables **78**, 1 (2001) and references therein.

# Bibliographie



# Bibliographie

- [1] DOE/NSF Nuclear Science Advisory Committee, *Opportunities in nuclear science, a long-rang plan for the next decade*, (2002)
- [2] NUPPEC, *NUPPEC long range plan 2004 : perspectives for nuclear physics research in Europe in the coming decade and beyond*, (2004)
- [3] W. Elsasser, J. de Phys. et Rad. **5**, 389 et 625 (1934)
- [4] M.G. Mayer, Phys. Rev. **74**, 235 (1948)
- [5] M.G. Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949)
- [6] O. Haxel, J.H.D. Jensen et H.E. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949)
- [7] C. Détraz et al., Phys. Rev. **C19**, 164 (1979)
- [8] W. Dickoff et C. Barbieri, Prog. Nucl. Part. Sci. **52**, 377 (2004)
- [9] A. Gade et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 042501 (2004)
- [10] N. Bohr et B. R. Mottelson, *Nuclear structure*, Volume 1, World Scientific, 1969
- [11] T. Aumann et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 35 (2000)
- [12] A. Navin et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 266 (2000)
- [13] A. Ozawa et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5493 (2000)
- [14] W. D. Myers et W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. **81**, 1 (1966)
- [15] N. Alamanos et A. Gillibert, *Selected topics in reaction studies with exotic beams, The euroschool lectures on physics with exotic beams*, Volume 1, Springer (2004), édité par J. Al-Khalili et E. Roeckel
- [16] O. Tarasov et al., Phys. Lett. **B409**, 64 (1997)
- [17] H. Sakurai et al., Phys. Lett. **B448**, 180 (1999)
- [18] G. Audi et al., Nucl. Phys. **A 729**, 337-676 (2003)
- [19] J. R. Terry et J. L. Lecouey, Nucl. Phys. **A734**, 469-472 (2004)
- [20] M. Stanoiu et al., Phys. Rev. **C69**, 034312 (2004)
- [21] M. Thoenessen, conférence FINUSTAR (2005)
- [22] E. Caurier, shell model code ANTOINE, IRES, Strasbourg 1989-2002
- [23] E. Caurier et F. Nowacki, Acta Physica Polonica **30**, 705 (1999)
- [24] B. A. Brown et B. H. Wildenthal, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.(1988)
- [25] Y. Utsuno et al., Phys. Rev. **C70**, 044307 (2004)
- [26] T. T. S. Kuo et G. E. Brown, Nucl. Phys. **A114**, 241 (1968)

## Bibliographie

- [27] D. J. Millener et D. Kurath, Nucl. Phys. **A255**, 315 (1975)
- [28] Table of isotopes, huitième édition (1996), Wiley Interscience, Edité par R. B. Firestone et V. S. Shirley
- [29] L. K. Fifield et al., Nucl. Phys. **A437**, 141-166 (1985)
- [30] C. Détraz et al., Phys. Rev. **C19**, 164 (1979)
- [31] D. K. Scott et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1343 (1979)
- [32] I. Paschopoulos et al., Phys. Rev. **C18**, 1277 (1978)
- [33] D. Guillemaud, thèse, Orsay (1982)
- [34] C. L. Woods et al., Nucl. Phys. **A476**, 392-412 (1988)
- [35] P. Baumann et al., Phys. Rev. **C36**, 765 (1987)
- [36] P. Baumann et al., Phys. Rev. **C39**, 626 (1989)
- [37] M. Belleguic, thèse, Université Claude Bernard - Lyon I (2000)
- [38] H. Iwasaki et al., Phys. Lett. **B**, sous presse
- [39] R. Lemmon et al., GANIL, expérience E395
- [40] O. Sorlin, L. Gaudefroy et al., GANIL, expérience E447S
- [41] C. Jouanne, thèse, Université Paris VI (2001)
- [42] <http://groups.nsl.msui.edu/lise/lise.html>
- [43] I. J. Thompson, Compt. Phys. Rep. **7**, 167 (1988)
- [44] P. Dolégiéviez et al., Report GANIL A 00 01 (2000)
- [45] P. Dolégiéviez et al., en préparation
- [46] F. de Oliveira Santos et al., Eur. Phys. **A24**, 237 (2005)
- [47] M. Ozille, Ganil report (2002)
- [48] <http://www.srim.org>
- [49] EXOGAM Memorandum of understanding, annex C, technical description
- [50] <http://www.ganil.fr/exogam>
- [51] E. Bouchez, thèse, Université Strasbourg (2003)
- [52] <http://radware.phy.ornl.gov/info.html>
- [53] GEANT, CERN, Genève (1993)
- [54] R. Anne, *Proceedings of EXON 2001 (International Symposium on Exotic Nuclei)*, Lake Baikal, Russia, 2001, World Scientific, Edité par Yu. E. Penionzhkevich et E. A. Cherepanov
- [55] E. Bougamont, rapport interne CEA/DSM/DAPNIA, ref. 6D6810E2100/303, 04/03/2002
- [56] A. Drouart, thèse, Université Paris XI (2001)
- [57] O. H. Odland et al., Nucl. Inst. and Meth. **A378**, 149 (1996)
- [58] C. Theisen et al., *Internal report for the EXOGAM collaboration*, (2000)
- [59] H. Olliver et al., Phys. Rev. **C68**, 044312 (2003)

- [60] H. Olliver, T. Glasmacher et A. E. Stuchbery, Phys. Rev. **C69**, 024301 (2004)
- [61] W. D. Hamilton, *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy*, 1975, North-Holland
- [62] G. Duchêne et al., Nucl. Inst. and Meth. **A 432**, 90 (1999)
- [63] C. Itzykson et J.-B. Zuber, *Quantum field theory*, 1985, Mac Graw-Hill
- [64] A. Korichi et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2746 (2001)
- [65] F. Azaiez *et al.*, *Proceedings of the XXXVII International Winter Meeting on Nuclear Physics*, Bormio, 1999
- [66] R. Dayras, thèse, Université de Laval, Québec (1972)
- [67] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, troisième édition, Wiley, 1999
- [68] A. E. Stuchbery, Nucl. Phys. **A723**, 69 (2003)
- [69] R. Vandenbosch, Phys. Rev. **C20**, 171 (1979)
- [70] G. R. Satchler, *Introduction to nuclear reactions*, Mac Millan Press, London & Basingstoke (1980)
- [71] V. Tripathi et al., nucl-ex/0411031 (2004), à paraître dans Phys. Rev. Lett.
- [72] Y. Utsuno et al., Phys. Rev. **C60**, 054315 (1999)
- [73] T. Otsuka, communication privée
- [74] N. Keeley, N. Alamanos et V. Lapoux, Phys. Rev. **C69**, 064604 (2004)
- [75] N. Austern et al., Phys. Rep. **154**, 124 (1987)
- [76] A. J. Koning et J. P. Delaroche, Nucl. Phys. **A713**, 231 (2003)
- [77] R. V. Reid, Jr., Ann. Phys. (N.Y.) **50**, 441 (1968)
- [78] K. H. Wilcox et al., Phys. Rev. Lett. **30**, 866 (1973)
- [79] A. T. Reed et al., Phys. Rev. **C60**, 024311 (1999)
- [80] J. Gibelin et al., RIKEN Accel. Prog. Rep. **37** (2004)
- [81] collaboration TIARA, communication privée
- [82] W. Geithner et al., Phys. Rev. **C71**, 064319 (2005)
- [83] B. V. Prichenko et al., Phys. Lett. **B461**, 322 (1999)
- [84] S. Kox et al., Phys. Rev. **C35**, 1678 (1987)
- [85] L. K. Fifield et al., Nucl. Phys. **A437**, 11 (1985)
- [86] M. W. Cooper et al., Phys. Rev. **C65**, 051302(R) (2002)
- [87] E. R. Flynn et J. D. Garrett, Phys. Rev. **C9**, 210 (1974)
- [88] K. Pearce et al., Phys. Rev. **C35**, 1617 (1987)
- [89] H. Sheit, ex-nucl/0401023, (2004)
- [90] L. Weissman et al., Phys. Rev. **C70**, 057306 (2004)
- [91] N. A. Orr et al., Nucl. Phys. **A491**, 457 (1989)
- [92] D. M. Brink, Nucl. Phys. News **12**, 27 (2002)
- [93] M. Beiner, R. J. Lombard et D. Mas, Nucl. Phys. **A289**, 1 (1975)

## Bibliographie

- [94] J. Dobaczewski et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 981 (1994)
- [95] P. Ring et P. Shuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1980
- [96] M. López-Quelle et al., Phys. Rev. **C61**, 064321 (2000)
- [97] N. Van Giai, thèse, Université Paris Sud (1972)
- [98] M. Oertel et al., soumis à publication
- [99] M. M. Sharma et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3744 (1995)
- [100] G. A. Lalazissis et al., Phys. Lett. **B418**, 7 (1998)
- [101] T. Otsuka et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 082502 (2001)
- [102] A. P. Zuker, Phys. Rev. Lett. **91**, 179201 (2003)
- [103] T. Otsuka et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 179202 (2003)
- [104] A. P. Zuker, Nucl. Phys. **A576**, 65 (1994)
- [105] K. Heyde et al., Phys. Lett. **B155**, 303 (1985)
- [106] P. Federman et S. Pittel, Phys. Lett. **B69**, 385 (1977)
- [107] S. Péru, M. Girod et J.F. Berger, Eur. Phys. J. **A9**, 35 (2000)
- [108] K. Bennaceur et al., Nucl. Phys. **A275**, 289 (1999)
- [109] N. Michel et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 042502 (2002)
- [110] N. Michel et al., Phys. Rev. **C67**, 054311 (2003)
- [111] J. Dechargé et D. Gogny, Phys. Rev. **C21**, 1568 (1980)
- [112] J.F. Berger, M. Girod, et D. Gogny, Comp. Phys. Comm. **63**, 365 (1991)
- [113] P. Quentin et H. Flocard, Ann. Rev. Nucl. Sci. **28**, 523 (1978)
- [114] A. Obertelli et al., Phys. Rev. **C71**, 024304 (2005)
- [115] N. Bohr et B. R. Mottelson, *Nuclear structure*, Volume 2, World Scientific, 1975