

THESE  
présentée  
devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON I

pour l'obtention  
du DIPLOME DE DOCTORAT  
(arrêté du 30 Mars 1992)

Présentée et soutenue publiquement le :  
18 Décembre 2000

par

**Grégory Cachel**

TITRE :

**Apport de la désintégration bêta à la structure de noyaux riches  
en protons :**

- $^{125}\text{Ce} \rightarrow ^{125}\text{La}$  à l'aide d'HIGISOL,
- émission différée de protons du  $^{27}\text{S}$  avec le spectromètre LISE.

Directeur de thèse : Monsieur Robert Béraud

JURY :

Monsieur Yves Déclais, Président  
Monsieur Juha Äystö  
Monsieur Bertram Blank, Rapporteur  
Monsieur Chrystian Droste  
Madame Christiane Miehé, Rapporteur



à mon épouse, Stéphanie,

à ma famille...



# Remerciements

Cette page s'avère toujours délicate à écrire : elle symbolise, tout d'abord, un agréable moment puisqu'elle constitue l'achèvement du travail de thèse, et plus généralement, l'aboutissement de 8 années d'études. Enfin, c'est le lieu où l'on peut exprimer sa gratitude et ses remerciements à toutes les personnes qui ont participé, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail. Si par mégarde, il m'arrivait d'oublier quelqu'un, je m'en excuse par avance.

Je tiens en premier lieu à remercier Messieurs J. E. Augustin et Y. Déclais, directeurs successifs de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire, et en particulier, Monsieur Y. Déclais, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

J'ai bénéficié du soutien et de la constante disponibilité de Monsieur R. Béraud, Professeur, qui a accepté d'encadrer et diriger cette thèse. Ses compétences constituent une source d'informations et une richesse incomparables. C'est à son contact que j'ai appris la physique expérimentale et la signification de l'expression : " avoir le feu sacré ". Qu'il reçoive ici, mes plus sincères remerciements.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur J. Äystö, Professeur, de m'avoir accueilli dans son laboratoire et son équipe en Finlande, pour sa gentillesse et pour avoir accepté de participer à mon jury.

Je remercie également tous les membres du jury : Madame C. Miehé, Chargée de recherches, qui a bien voulu rapporter sur ce mémoire, Monsieur B. Blank, Chargé de recherches, pour la même raison mais aussi pour nos nombreuses discussions toujours très riches en enseignements, et Monsieur C. Droste, Professeur, pour ses compétences en physique théorique et sa disponibilité pour tenter de me l'expliquer.

Je voudrais exprimer toute ma reconnaissance à une personne qui m'est particulièrement chère. Je le remercie pour son amitié, son soutien, ses connaissances étendues dans tous les domaines et son extrême gentillesse. J'espère que Monsieur G. Lhersonneau, dit "le gone", trouvera ici toute l'expression de ma grande sympathie.

Je remercie également Monsieur A. Emsallem, Maître de conférence, ainsi que toute l'équipe du groupe SNIL pour leur accueil, les discussions et remarques constructives qui m'ont beaucoup apporté.

Je suis reconnaissant au groupe IGISOL de Jyväskylä, pour leur sympathie et les bons

moments passés ensemble. Je remercie tout particulièrement, Monsieur P. Dendooven, pour son amitié chaleureuse et pour m'avoir expliqué les astuces concernant le fonctionnement d'un guide d'ions.

J'adresse de vifs remerciements à Monsieur E. Chabanat, Maître de conférence, pour son aide précieuse dans le domaine de l'informatique et pour sa disponibilité de tous les instants ou presque.

Monsieur O. Dorvaux, Maître de conférence, avec qui j'ai partagé mon séjour à Jyväskylä, je voudrais le remercier pour sa grande amitié et lui témoigner ma profonde sympathie.

Enfin, j'adresse un grand merci à tout le personnel de l'IPNL qui m'a aidé au cours de ce travail, ainsi qu'aux physiciens et techniciens de la ligne LISE au GANIL.

Pour conclure, je tiens à exprimer ma gratitude à ma famille et mes amis qui ont su m'apporter soutien et réconfort surtout durant les moments difficiles.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>1 Cadre théorique et modèles nucléaires</b>	<b>19</b>
1.1 Modèles de base . . . . .	19
1.1.1 Le modèle en couches . . . . .	19
1.1.2 Les noyaux pair-pair . . . . .	21
1.1.3 Les noyaux impairs . . . . .	21
1.1.4 Corrélations d'appariement . . . . .	22
1.2 Raffinements . . . . .	23
1.2.1 Modèle CQPC . . . . .	23
1.2.2 Modèle IBFM . . . . .	24
1.2.3 Modèle QPRM . . . . .	26
1.3 Processus de désexcitation et de désintégration . . . . .	27
1.3.1 Désintégration $\beta^+$ et capture électronique . . . . .	27
1.3.2 Désintégrations exotiques . . . . .	29
1.3.3 Transitions électromagnétiques . . . . .	31
1.3.4 Les "isomères" ou niveaux métastables . . . . .	33
<b>2 Principes physiques du guide d'ions</b>	<b>35</b>
2.1 Introduction . . . . .	35
2.2 Fonctionnement général . . . . .	36
2.3 Mécanismes de création de charges . . . . .	38
2.3.1 "Stripping" par le projectile incident . . . . .	38
2.3.2 Evaporation de particules . . . . .	38
2.3.3 Conversion interne, capture électronique et cascade Auger . . . . .	38
2.3.4 "Stripping" lors de la traversée d'un solide . . . . .	39
2.4 Thermalisation des produits de recul . . . . .	40
2.4.1 Cible utile . . . . .	40
2.4.2 Parcours dans l'hélium . . . . .	42
2.4.3 Echange de charges dans l'hélium . . . . .	42
2.4.4 Passage du produit de réaction à l'état $1^+$ . . . . .	43
2.4.5 Recombinaisons . . . . .	44
2.5 Le devenir des ions thermalisés $1^+$ dans l'hélium . . . . .	45
2.5.1 Diffusion et mobilité des ions . . . . .	45
2.5.2 Mobilité des ions dans un plasma peu dense . . . . .	47
2.5.3 "L'effet de plasma" . . . . .	48
2.6 Transport des ions par flux d'hélium . . . . .	50

2.6.1	Généralités . . . . .	50
2.6.2	Détente de Prandtl-Meyer . . . . .	50
<b>3</b>	<b>La technique HIGISOL</b>	<b>53</b>
3.1	Le système de gaz et le pompage . . . . .	53
3.2	Les différentes chambres . . . . .	55
3.2.1	Guide d'ions "légers" . . . . .	55
3.2.2	Guide d'ions "fission" . . . . .	55
3.3	La chambre HIGISOL . . . . .	56
3.3.1	Méthode "Shadow" : principe . . . . .	56
3.3.2	Description de la chambre . . . . .	58
3.4	Le séparateur et le faisceau IGISOL . . . . .	58
3.4.1	Taux de production . . . . .	60
3.5	Les recherches et développements : Perspectives . . . . .	60
3.5.1	Performances des différents systèmes . . . . .	60
3.5.2	L'anneau de guidage . . . . .	61
3.5.3	Le SPIG . . . . .	62
3.5.4	Le stoppeur . . . . .	63
3.5.5	Simulations d'écoulement du flux d'hélium . . . . .	64
3.5.6	Electrodes de guidage . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Etude du noyau <math>^{125}\text{La}</math></b>	<b>67</b>
4.1	Cadre général . . . . .	67
4.2	Etat des connaissances . . . . .	69
4.3	Description des dispositifs expérimentaux . . . . .	69
4.3.1	Le faisceau et la cible . . . . .	69
4.3.2	Spectrométrie électrons- $\gamma$ . . . . .	70
4.3.3	Cycles et mesure de périodes . . . . .	72
4.3.4	Coïncidences $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$ . . . . .	73
4.4	Electronique et acquisition . . . . .	74
4.5	Présentation des résultats . . . . .	76
4.5.1	Mesures des coefficients de conversion interne (CCI) . . . . .	76
4.5.2	Analyse des coïncidences . . . . .	78
4.5.3	La transition isomérique de 107 keV . . . . .	80
4.5.4	Recherches d'isomères nano et microseconde . . . . .	83
4.5.5	Expérience "in beam" . . . . .	84
4.5.6	Synthèse et schéma de décroissance . . . . .	86
4.6	Discussion et interprétation . . . . .	86
4.6.1	Positionnement de la transition isomérique . . . . .	86
4.6.2	Confrontation avec la théorie . . . . .	88
4.6.3	Probabilités de transitions . . . . .	91
<b>5</b>	<b>Etude des modes de désintégration du <math>^{27}\text{S}</math></b>	<b>95</b>
5.1	Production par fragmentation du projectile . . . . .	95
5.2	Le spectromètre LISE3 . . . . .	97
5.2.1	Le premier dipôle . . . . .	97
5.2.2	Le dégradeur et le second dipôle . . . . .	97



5.2.3	Le filtre de Wien . . . . .	97
5.3	Détection . . . . .	98
5.3.1	Identification des produits . . . . .	98
5.3.2	Systèmes de détection . . . . .	99
5.3.3	Electronique et acquisition . . . . .	99
5.4	Vue générale . . . . .	101
5.4.1	Etat des connaissances . . . . .	102
5.5	Présentation des résultats . . . . .	102
5.5.1	Identification des noyaux . . . . .	102
5.5.2	Mesure de la période . . . . .	103
5.5.3	Spectre protons et émission retardée 1p et 2p . . . . .	103
5.6	Synthèse et comparaison avec les prédictions du modèle en couches . . . . .	107
	<b>Conclusion</b>	<b>111</b>
	<b>Annexe A</b>	<b>113</b>



# Liste des tableaux

1.1	Relations entre le taux de transition $\lambda(L)$ en $s^{-1}$ et les $B(L)$ . Les énergies $E$ sont en MeV, les $B(EL)$ en $e^2 fm^{2L}$ et les $B(ML)$ en $(\frac{e\hbar}{2Mc})^2 fm^{2L-2}$ . . . . .	31
2.1	Pouvoir d'ionisation du faisceau primaire et des produits de réactions normalisé par rapport à un faisceau de protons de 20 MeV. . . . .	45
2.2	Libre parcours moyen, rayon et temps moyens de diffusion en fonction de la pression d'hélium pour un temps d'évacuation de 30 ms. Le libre parcours moyen est calculé à partir des équations 3.1 et 3.2 du chapitre III. . . . .	47
3.1	Comparaison de la production (en $s^{-1}/10^{12}$ pps) de la masse $A=125$ en fonction de la configuration du guide d'ions et selon les années. (* supposée). La réaction était $^{94}\text{Mo}$ ( $3 \text{ mg/cm}^2$ ) + $^{36}\text{Ar}$ (175 MeV) dans les trois cas. . . . .	60
4.1	Liste des transitions [Fir96] ayant servi à la calibration en efficacité du détecteur Si(Li). Les valeurs adoptées des CCI ont été obtenues à partir des tables de Hager et Seltzer [Hag68], la nature des transitions provenant quant à elle des compilations NDS [nds93, nds97, nds99]. . . . .	71
4.2	Description des cycles de collection utilisés lors des différentes campagnes sur la masse $A=125$ . . . . .	76
4.3	Analyse des CCI pour les principales raies du $^{125}\text{La}$ . Pour la transition de 57.6 keV, les colonnes $\alpha_K/\alpha_L$ correspondent aux valeurs de $\alpha_L$ . . . . .	78
4.4	Tableau de coïncidences entre les électrons de conversion et les raies $\gamma$ pour le $^{125}\text{La}$ . . . . .	79
4.5	Tableau de coïncidences $\gamma$ - $\gamma$ pour le $^{125}\text{La}$ . . . . .	79
4.6	Tableau des intensités des principales raies observées dans le $^{125}\text{La}$ . (* raies électrons complexes). . . . .	80
4.7	Comparaison des différences d'énergie $E_L-E_K$ et $E_M-E_L$ en fonction du numéro atomique. . . . .	81
4.8	CCI de la raie $\gamma$ de 107.0 keV. Les valeurs théoriques sont extraites de la référence [Hag68]. La valeur de la couche M inclut les CCI des couches N et O [Dra69]. . . . .	81
4.9	Différentes mesures de la période du $^{125}\text{Ce}$ . . . . .	83
4.10	Intensités totales des raies $\gamma$ de 240 et 107 keV obtenues lors de l'expérience "in beam" à Varsovie. . . . .	84
4.11	Déformation quadrupolaire $\beta_2$ et asymétrie $\gamma$ pour les deux coeurs p-p voisins du $^{125}\text{La}$ . . . . .	91
5.1	Raies 1p et 2p retardées $\beta$ , identifiées dans la désintégration du $^{27}\text{S}$ . * voir paragraphe 5.7 sur les excès de masse. . . . .	106



# Table des figures

1.1	Illustration du couplage fort (a) et du découplage (b). . . . .	22
1.2	Représentation schématique de la désintégration $\beta$ . . . . .	28
1.3	Schéma de désintégration $\beta$ -p, $\beta$ -2p. IAS (Isobaric Analog State ou état isobarique analogue). . . . .	30
2.1	Synoptique des différentes techniques ISOL [Den97]. . . . .	35
2.2	Principe général de fonctionnement d'un guide d'ions. . . . .	37
2.3	Etats de charge moyen dans un matériau solide en fonction de la vitesse de l'ion pour différents $Z$ ( $v_0 = 2, 19.10^8$ cm.s <sup>-1</sup> ) [Ä86a]. . . . .	39
2.4	Etat de charge moyen de <sup>238</sup> U dans différents matériaux solides et gazeux en fonction de l'énergie de l'ion. . . . .	40
2.5	Représentation schématique de la cible (3.0 mg/cm <sup>2</sup> ) et de la chambre d'hélium. Les points symbolisent le parcours des produits de réactions en fonction de leurs lieux de création dans la cible. La zone hachurée définit l'épaisseur utile de la cible. L'épaisseur de la fenêtre d'entrée en havar est de 2.1 mg/cm <sup>2</sup> . . . . .	41
2.6	Parcours des ions <sup>125</sup> Ce en fonction de leur énergie, dans les différents matériaux composant le guide d'ions. On considère la réaction : <sup>94</sup> Mo( <sup>36</sup> Ar, 2p3n) <sup>125</sup> Ce à 175 MeV. Le parcours d'un ion <sup>125</sup> Ce, créé avec une énergie de recul initiale de 0.36 MeV/u, est représenté sur le diagramme. . . . .	41
2.7	Etats de charge moyen en fonction de la vitesse de l'ion à travers un matériau gazeux [Ä86a]. . . . .	43
2.8	Evolution de la production du <sup>150</sup> Dy en fonction de l'énergie déposée par le faisceau primaire dans la chambre d'arrêt. L'ensemble de points sur la gauche ont été obtenus en utilisant le tube canalisant le faisceau primaire. Ceux de droite correspondent à une mesure sans canal [B94]. . . . .	49
3.1	Schéma simplifié du système de gaz. . . . .	54
3.2	Plan du dispositif de pompage. . . . .	55
3.3	Synoptique du guide d'ions lourds. . . . .	58
3.4	Coupes de la chambre d'arrêt montrant le positionnement de l'anneau de guidage par rapport à la buse d'extraction et au skimmer. . . . .	61
3.5	Schéma de principe du SPIG et du guide d'ions installés à Jyväskylä. Les distances sont données en millimètres. . . . .	62
3.6	Coupe verticale du système guide d'ions + stoppeur. . . . .	63
3.7	Simulations d'écoulement du flux d'hélium pour différentes configurations. Quelques trajectoires et leur temps d'évacuation associé sont représentées par les lignes noires. . . . .	65

3.8	Simulation du flux He sur une configuration reprenant la géométrie (a) et en absence de canal central. . . . .	66
4.1	Paysage de la déformation dans la région des Terres Rares déficients en neutrons d'après les calculs de Möller et Nix [M95] et adapté par R. J. Irvine. . . . .	67
4.2	Paysage du premier état excité $2^+$ dans les noyaux pair-pair de la région de masse $A \sim 120-130$ . . . . .	68
4.3	Systématique des bandes découplées dans les isotopes impairs du La. Les déformations quadrupolaires, calculées à l'aide de la formule semi-empirique de Grodzins, sont également indiquées. . . . .	69
4.4	Coupe horizontale du spectromètre à électrons ELLI. . . . .	70
4.5	Courbe d'efficacité du détecteur Si(Li). La courbe en pointillé est là pour guider l'oeil. . . . .	71
4.6	Courbe d'efficacité absolue du détecteur LEGe réalisé en utilisant une source mixte de $^{133}\text{Ba}$ et de $^{152}\text{Eu}$ . . . . .	72
4.7	Description et chronologie des cycles utilisés pour les études spectroscopiques de la masse $A=125$ . . . . .	73
4.8	Schéma de l'électronique utilisée pour la détection électron- $\gamma$ . . . . .	74
4.9	Descriptif de l'électronique dans l'expérience $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$ . . . . .	75
4.10	Spectres bruts électrons et $\gamma$ associés à la chaîne de masse 125. . . . .	77
4.11	Comparaison des CCI $\alpha_K$ mesurés dans le $^{125}\text{La}$ avec les valeurs théoriques. . . . .	78
4.12	Spectre électron partiel obtenu avec ELLI montrant les trois raies électrons de la transition isomérique de 107.0 keV. . . . .	80
4.13	Spectre $\gamma$ en coïncidence avec la raie électron de 68.2 keV correspondant aux électrons K de la transition $\gamma$ de 107.0 keV. . . . .	82
4.14	Croissance et décroissance de l'activité liée aux électrons de conversion K, L, M de la transition de 107.0 keV. . . . .	82
4.15	Illustration du décalage du centre de gravité entre les transitions de 77.6 et 85.4 keV du $^{125}\text{Cs}$ . La transition de 77.6 keV est assimilée à une transition "prompte". On notera également la décroissance en pente "douce" du 85.4 keV. . . . .	83
4.16	La figure du haut correspond à la partie "off" du spectre obtenu avec pulsation du faisceau primaire. Celle du bas représente un enregistrement effectué en fin d'expérience, faisceau coupé. La transition de 107.0 keV apparaît dans le premier confirmant ainsi son caractère métastable. . . . .	84
4.17	Photographie du système de détection OSIRIS utilisé lors de l'expérience "in beam" à Varsovie. . . . .	85
4.18	Schéma expérimental partiel du $^{125}\text{La}$ établi par Starosta et al [Sta96] et Hartley et al. [Har99]. Seuls les niveaux de basse énergie sont représentés. . . . .	85
4.19	Schéma de décroissance partiel de la chaîne $^{125}\text{Ce} \rightarrow ^{125}\text{La} \rightarrow ^{125}\text{Ba}$ . . . . .	87
4.20	Schéma partiel de bas spin du $^{125}\text{La}$ proposé à partir de la désintégration $\beta^+$ /CE du $^{125}\text{Ce}$ . Les rapports de branchement BR (et $\log ft$ ) sont calculés en supposant que l'alimentation $\beta$ des niveaux plus élevés est négligeable. . . . .	87
4.21	Schémas de niveau possibles du $^{125}\text{La}$ . La raie de 240 keV ( $15/2^- - 11/2^-$ ) n'est pas observée par désintégration $\beta$ mais seulement sur faisceau. . . . .	88
4.22	Systématique des premiers niveaux excités des isotopes impairs de cérium. . . . .	89

4.23	Spectre en énergie pour les noyaux de masse impaire dans lesquelles le nucléon h11/2 est couplé à un coeur rigide triaxial. Les paramètres $E(2^+)$ et $\beta$ du coeur sont fixés. La partie gauche de la figure présente la bande fondamentale du coeur p-p ( $\gamma = 0^\circ$ ). . . . .	89
4.24	Schéma de niveaux d'énergie obtenu à partir des calculs basés sur le modèle QPRM [Zaa00]. . . . .	90
4.25	Systématique de l'écart en énergie entre le $11/2^-$ et le $5/2^+$ pour les isotopes de césium, lanthane et praséodyme. Les courbes en pointillées sont là pour guider l'oeil. . . . .	90
4.26	Evolution des premiers niveaux excités dans les isotopes impairs de lanthane ( $A=123-133$ ) et schéma des orbitales déformées de Nilsson pour $50 \leq Z \leq 82$ . ( $\beta_2 = \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{4}{3} \epsilon_2 (1 + \frac{1}{3} \epsilon_2 + \frac{1}{9} \epsilon_2^2)$ ). . . . .	92
4.27	Représentation des premiers niveaux excités calculés à l'aide du modèle CQPC. Ce modèle ne couple pas les bandes à parité positive et négative. C'est pour cette raison que la tête de bande de l'orbitale $1/2^- [550]$ est placée au même niveau que celle de la bande $1/2^+ [420]$ . . . . .	93
4.28	Facteur d'interdiction $F_W$ des transitions E3 dans la région autour du $^{125}\text{La}$ pour les noyaux impairs de césium, lanthane et praséodyme. La prise en compte du facteur statistique de Moszkowski [Mos53] $S(11/2, L=3, 5/2)=50/33$ réduirait $F_W$ d'un facteur 1.5 environ. . . . .	94
5.1	Présentation des installations du GANIL. . . . .	96
5.2	La ligne LISE3 et ses différentes composantes. . . . .	98
5.3	Représentation schématique du système de détection n° 1, composé d'un télescope de 4 détecteurs silicium et d'un clover segmenté. . . . .	100
5.4	FUTIS et la technique du jet d'argon. . . . .	100
5.5	Schéma d'électronique relatif aux différents types de détecteurs. . . . .	101
5.6	Représentation schématique des processus possibles pour l'émission $\beta$ -2p. . . . .	102
5.7	Matrice d'identification Temps de vol-Perte d'énergie. . . . .	103
5.8	Distribution en temps des événements $^{27}\text{S}$ ; la courbe correspond à l'ajustement réalisé. . . . .	104
5.9	Spectre des protons retardés du $^{27}\text{S}$ . . . . .	105
5.10	Schéma de désintégration partiel proposé pour le noyau $^{27}\text{S}$ . . . . .	105
5.11	Efficacité calculée de la détection des protons. . . . .	107
5.12	Distribution de la force Gamow-Teller calculée pour le $^{27}\text{S}$ . (premier niveau excité $3/2^+$ à 984 keV non représenté). F indique la position de l'IAS. . . . .	108





# Introduction

Loin dans le passé, le savoir humain dans les différentes sciences était si réduit qu'il demeurait accessible à une seule personne. Ces savants et génies de l'époque possédaient toute la connaissance.

Le temps passant, les développements et découvertes scientifiques se sont amplifiés à tel point qu'aujourd'hui nul ne prétendrait connaître tout sur tout, ni même d'ailleurs tout sur une seule discipline. Notre savoir est devenu beaucoup trop vaste...

Néanmoins, chacun à son niveau, peut participer et apporter sa contribution à l'élan général de la compréhension du monde qui nous entoure : notre univers.

La physique nucléaire, dont les balbutiements remontent au début de ce siècle, a suivi cette règle. De la découverte du neutron et du proton (particules "élémentaires" constituant le noyau atomique) à la carte des nucléides telle que nous la connaissons aujourd'hui, il n'y a que quelques dizaines d'années, mais tellement de recherches, d'expériences et surtout de découvertes.

Le but recherché par les physiciens nucléaires est la compréhension des mécanismes et du fonctionnement de cette "matière", les lois et les principes qui la régissent de manière à construire des modèles à caractère prédictif. Pour cela, après l'étude des noyaux stables ou proches de la vallée de stabilité, les recherches se concentrent à présent sur les noyaux exotiques. Exotique signifie aussi bien un rapport  $Z/N$  très différents des noyaux stables que la production d'éléments superlourds, c'est-à-dire, avec une masse  $A$  "anormalement" élevée, ou encore des noyaux à très haut spin.

Plus l'on s'éloigne de la vallée de stabilité  $\beta$  et plus la cohésion des noyaux s'amenuise, et ce jusqu'à ce que l'énergie de liaison du dernier nucléon devienne nulle. Cette annulation correspond à ce que nous définissons par la "drip-line" (ligne d'émission spontanée), drip-line proton pour les noyaux très déficients en neutrons et drip-line neutron pour ceux, au contraire, très riches en neutrons. Mais pour étudier de tels noyaux, inexistant à l'état naturel, il nous faut utiliser des "outils" permettant de les créer par réactions nucléaires. Deux grandes techniques (PFIS et ISOL) permettent d'étudier les noyaux éloignés de la vallée de stabilité  $\beta$ . La première, PFIS (Projectile Fragment Isotope Separation) fonde son concept sur la séparation en vol des produits de réaction et sur l'identification par perte d'énergie et analyse du temps de vol, la ligne LISE3 au Ganil est notamment basée sur ce principe. Les techniques ISOL (Isotope Separator On-Line), dont les premiers développements remontent aux années soixante, permettent de produire et de séparer en masse de manière continue, des isotopes rares de courte période. Typiquement, dans un système ISOL, les produits de réactions sont stoppés dans un milieu (solide ou gazeux), réionisés puis accélérés à des énergies de l'ordre de quelques dizaines de keV en vue de leur séparation en masse. Le fait que l'accélération nécessite des ions fait de la source d'ions

l'élément essentiel qui détermine les performances du système.

Ces noyaux, une fois produits, sont étudiés à l'aide d'instruments spectroscopiques nous donnant accès à des informations cruciales sur les modes de désintégration et/ou de désexcitation, et donc, des connaissances sur la structure et la nature même de ces noyaux.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la région des noyaux très déficients en neutrons autour de la masse 125, ainsi qu'à l'étude de l'émission  $\beta$ -2p, processus de désintégration rare, du  $^{27}\text{S}$ . La première partie a pu être réalisée grâce à l'utilisation d'un guide d'ions, dont l'une des principales caractéristiques est d'être insensible aux propriétés physico-chimiques des éléments (donc particulièrement bien adapté aux éléments réfractaires dont les températures de fusion et de vaporisation sont très élevées). Quant à la deuxième, c'est grâce au pouvoir très sélectif de la ligne LISE3 que nous avons pu étudier la désintégration du  $^{27}\text{S}$  produit par fragmentation d'un projectile de  $^{36}\text{Ar}$  sur une cible de carbone.

# Chapitre 1

## Cadre théorique et modèles nucléaires

Dans ce chapitre, nous présentons de manière succincte, les modèles théoriques utilisés dans ce travail ainsi que les modes de désintégration et de désexcitation du noyau.

### 1.1 Modèles de base

#### 1.1.1 Le modèle en couches

Ce modèle est né de l'observation des nombres magiques comme dans le cas du modèle atomique. Les nucléons se rangent sur différentes couches bien définies. La saturation de ces couches induit une plus grande stabilité du noyau [May48].

Le modèle en couches décrit des particules indépendantes se déplaçant dans un potentiel moyen engendré par l'ensemble des nucléons. En première approximation, les particules se déplacent librement, sans aucune interaction entre elles. Nous nous trouvons donc confrontés à la résolution d'un problème à 1 corps où chaque particule obéit à l'équation de Schrödinger.

Dans le cas du modèle en couches sphériques, l'Hamiltonien est constitué d'un potentiel harmonique ou de Woods-Saxon, donc central, auquel on ajoute deux termes. Le premier,  $D\vec{l}^2$ , représente l'effet de bord qui a pour conséquence d'abaisser les niveaux d'énergie des particules individuelles occupant des orbites de grands moments orbitaux  $\vec{l}$ . Le second,  $C\vec{l}\cdot\vec{s}$ , est un terme de couplage spin orbite levant la dégénérescence en spin des niveaux nucléaires.

$$H_{sph} = \frac{|p|^2}{2\mu} + \frac{\mu}{2}\omega^2|x|^2 - D\vec{l}^2 - C\vec{l}\cdot\vec{s} \quad (1.1)$$

avec  $\mu$  la masse réduite du nucléon, et  $\omega$  la fréquence de l'oscillateur harmonique.

L'énergie des niveaux s'exprimant :

$$E_{n,l,j} = \hbar\omega_0(N + \frac{3}{2}) - D\hbar^2 l(l+1) - \frac{C\hbar^2}{2}(j(j+1)) - l(l+1) - s(s+1) \quad (1.2)$$

avec  $N = 2(n-1) + l$  et  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ .

Une représentation plus adaptée aux noyaux déformés est obtenue avec le modèle en couches déformé de Nilsson [Nil55]. Le raffinement proposé consiste à introduire un potentiel à 3 degrés de liberté. Dans le cas de la symétrie axiale, l'Hamiltonien s'écrit :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{1}{2m}(\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2) - D\vec{l}^2 - C\vec{l}\cdot\vec{s} \quad (1.3)$$

où  $\omega_{\perp} = \omega_0(1 + \frac{2}{3}\epsilon)^{\frac{1}{2}}$ ,  $\omega_z = \omega_0(1 - \frac{4}{3}\epsilon)^{\frac{1}{2}}$  et  $\epsilon$  le paramètre de déformation.

Dans ce cas précis, la symétrie est selon l'axe  $z$ . De plus, nous avons :  $\omega_x = \omega_y = \omega_{\perp}$ .

L'introduction du paramètre de déformation permet la levée de dégénérescence en  $2j+1$  par rapport au modèle sphérique. Les valeurs propres des états sont caractérisées par  $\Omega$ -projection de  $\vec{j}$  sur l'axe de symétrie du noyau-,  $\Lambda$ -projection du moment orbital  $\vec{l}$ - et  $\Sigma$ -projection du spin  $\vec{s}$ ; par conséquent,  $\Omega = \Sigma + \Lambda$ .

Dans ce contexte, chaque couche du modèle de Nilsson en représentation asymptotique est définie par les nombres quantiques  $[N n_z \Lambda] \Omega^{\pi}$  avec :

$N$ , couche de l'oscillateur harmonique,

$n_z$ , nombre quantique principal sur l'axe de symétrie,

$\pi$ , parité de l'état,  $\pi = (-1)^N$ .

La déformation a deux effets. Elle lève la dégénérescence sur la valeur absolue de  $n_z$ , et elle favorise en énergie, pour des déformations de type prolate les états de grand  $n_z$  et, pour des déformations de type oblate les états de faible  $n_z$ .

Il a été observé [Gus67] que le terme  $-D\vec{l}^2$  pour les couches de grand  $N$ , provoque un déplacement trop important des orbitales de grand  $l$ , ainsi qu'un déplacement global du centre de gravité de toute la couche considérée. Afin de mieux reproduire les données expérimentales, on soustrait un terme correspondant à la valeur moyenne de  $\vec{l}^2$  sur toute la couche considérée, soit :

$$\langle \vec{l}^2 \rangle_N \propto \frac{1}{2}N(N+3) \quad (1.4)$$

Dans ce cadre, en paramétrisant également le terme  $C\vec{l}\cdot\vec{s}$ , l'Hamiltonien se réécrit :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{1}{2m}(\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2) + \kappa\hbar\omega_0(2\vec{l}\cdot\vec{s} + \mu(\vec{l}^2 - \langle \vec{l}^2 \rangle_N)) \quad (1.5)$$

On se situe dans le cadre d'un oscillateur anharmonique.

Cette formulation de l'Hamiltonien appelle plusieurs remarques :

- Les termes  $\kappa$  et  $\mu$  sont déterminés empiriquement afin obtenir la meilleure reproduction possible des données expérimentales.

- Cet Hamiltonien, de même que les précédents, ne contiennent pas de terme coulombien ; cette dépendance étant incluse dans les coefficients  $\kappa$  et  $\mu$ .

### 1.1.2 Les noyaux pair-pair

Pour les noyaux possédant un nombre pair de protons et de neutrons, tous les nucléons peuvent être appariés et la somme de leurs moments angulaires dans l'état fondamental est nulle :

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i = 0 \quad (1.6)$$

Le type d'excitation des noyaux dépend fortement de leur déformation. Les noyaux proches de la sphéricité présenteront préférentiellement une excitation vibrationnelle (véhiculés par des phonons) alors que les noyaux déformés se caractériseront préférentiellement par une excitation rotationnelle. Dans le cas de la rotation d'un ellipsoïde de révolution, la bande fondamentale est donnée par :

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} I(I+1) \quad (1.7)$$

où  $\mathfrak{I}$  représente le moment d'inertie.

L'augmentation de son énergie d'excitation, c'est-à-dire de sa fréquence de rotation peut engendrer un accroissement de la force de Coriolis tel qu'une paire de nucléons appariés se brise. Les deux particules vont alors se découpler de l'axe de symétrie et leurs moments angulaires s'aligner sur l'axe de rotation. Ce phénomène se traduit par une brusque augmentation du moment d'inertie.

L'énergie d'excitation devient la somme de l'énergie d'un état à deux particules et l'énergie de rotation du coeur. Il y a alors croisement de deux bandes rotationnelles : l'une basée sur l'état fondamental et l'autre construite sur l'état à deux particules. C'est l'effet de "backbending", où l'on assiste à un rebroussement de la courbe formée par le moment d'inertie du noyau en fonction du carré de sa fréquence de rotation  $(\hbar\omega)^2$ .

### 1.1.3 Les noyaux impairs

En 1953, Bohr et Mottelson [Boh55] propose un modèle pour les noyaux impairs conciliant celui de la goutte liquide (interaction forte) et ceux du modèle en couches (interaction faible). Il couple le comportement macroscopique du noyau avec les niveaux individuels des nucléons. En conséquence, l'Hamiltonien se compose d'un terme microscopique  $H_{ind}$  qui décrit le groupe de nucléons de valence et d'une partie phénoménologique  $H_{coll}$  qui décrit le coeur "inerte".

Dans le cas où le mouvement collectif est un mouvement de rotation, l'Hamiltonien s'écrit :

$$H = H_{ind} + H_{Coll} \quad (1.8)$$

avec  $H_{Coll} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \vec{R}^2$  et  $\vec{R}^2 = (\vec{I} - \vec{j})^2$ .

En développant  $H_{Coll}$ , on obtient :

$$H_{Coll} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \left[ (I^2 - I_z^2) + \underbrace{(j^2 - j_z^2)}_{\text{terme de recul}} - \underbrace{(I_+ j_- + I_- j_+)}_{\text{terme de Coriolis}} \right] \quad (1.9)$$

L'énergie du système coeur+particule est donnée par :

$$E(I, \Omega) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \left( I(I+1) - \Omega^2 + a(-1)^{I+1/2} \left( I + \frac{1}{2} \right) \delta_{\Omega, 1/2} \right) \quad (1.10)$$

où  $a$  est le paramètre de découplage,  $\Omega$  la projection de  $\vec{j}$  de la particule sur l'axe de déformation du noyau.

Le noyau est alors décrit comme résultant du couplage d'un coeur pair-pair et d'une particule individuelle. Le terme en  $\vec{I} \cdot \vec{j}$ , dans l'Hamiltonien du système, représente ce couplage. C'est le terme de Coriolis ; il tend à aligner le moment angulaire de la particule sur l'axe de rotation du noyau.

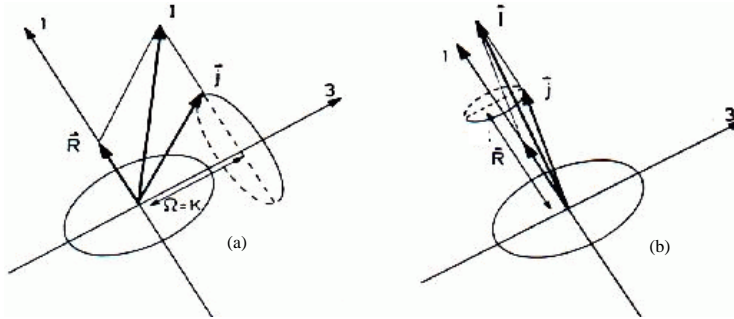


FIG. 1.1 – Illustration du couplage fort (a) et du découplage (b).

On distingue deux principaux cas de figures (voir schéma ci-dessus) :

- Si le noyau possède une grande déformation quadrupolaire  $\beta_2$ , un spin modéré ou si l'orbitale occupée par la particule est de faible moment, le terme de Coriolis est petit face au terme  $H_{Coll}$ . Dans ce contexte, le moment angulaire  $\vec{j}$  de la particule de valence est fortement couplé au coeur. C'est la limite du couplage fort.
- Dans le cas de déformations plus faibles et d'orbitales de grands  $j$ , la force de Coriolis peut devenir importante. Le moment angulaire  $\vec{j}$  de la particule est contraint de s'aligner avec l'axe de rotation du noyau : c'est le découplage.

### 1.1.4 Corrélations d'appariement

Les noyaux p-p sont plus liés que leurs voisins impairs. Or, dans le cadre de modèles à particules indépendantes, il n'y a aucune raison pour que ceci se vérifie. De même, les noyaux p-p ont toujours un spin nul dans l'état fondamental alors que ces modèles ne lèvent pas la dégénérescence du couplage de 2 moments angulaires.

Il existe donc une interaction supplémentaire entre les nucléons de valence qui diminue l'énergie de l'état de spin  $0^+$  et augmente l'énergie de liaison des noyaux p-p : c'est

l'appariement. Les nucléons de valence se déplacent par paire sur une même couche  $j$  mais avec des projections  $m_j$  opposées, de sorte que le spin résultant est nul. De plus, toutes les couches  $j$  occupées par un nombre pair de nucléons identiques possèdent des états de spin 0. De ce fait, la fonction d'onde de l'état  $0^+$  le plus bas en énergie (état fondamental) sera constituée de la somme cohérente de tous ces états  $0^+$ . On parle alors de corrélations d'appariement.

Les éléments de matrice de cette interaction s'écrivent communément :

$$\langle j^2; JM | V | j'^2; JM \rangle = -G \sqrt{2j+1} \sqrt{2j'+1} \delta_{J0} \quad (1.11)$$

## 1.2 Raffinements

Dans le cas des noyaux impairs, la nécessité de considérer à la fois le côté collectif du coeur et l'aspect individuel de la particule seule s'impose. La solution fréquemment employée consiste à ajouter à l'Hamiltonien "collectif", un terme représentant le mouvement de la particule individuelle et un terme d'interaction décrivant le couplage coeur-particule. Dans la suite de ce paragraphe, nous nous proposons de détailler quelques modèles basés sur ces considérations.

### 1.2.1 Modèle CQPC

Les modèles de couplage coeur-quasiparticule (CQPC pour Core QuasiParticle Coupling model) sont très employés pour décrire les niveaux de basse énergie d'excitation des noyaux impairs. La philosophie de ces modèles consiste à considérer les noyaux impairs de masse  $A$  comme un système composé à la fois d'une particule couplée à un coeur p-p de masse  $A-1$  et un trou couplé à un coeur p-p de masse  $A+1$ . Une telle approche, en particulier pour les noyaux de la région de transition, constitue une généralisation naturelle du modèle de couplage coeur-particule (ou trou) [Boh74, Lea76].

La forme de l'Hamiltonien utilisé par [MB82] est la suivante :

$$H = \sum_{\nu} \epsilon_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} - \frac{1}{4} G P^{\dagger} P - \frac{1}{4} \chi_2 \sum_{\mu} Q_{2\mu}^{\dagger} Q_{2\mu} - \frac{1}{4} \chi_1 \sum_{\mu} M_{1\mu}^{\dagger} M_{1\mu} \quad (1.12)$$

où les  $\epsilon_{\nu}$  correspondent aux énergies de la particule individuelle, et  $P$ ,  $Q_{2\mu}$ ,  $M_{1\mu}$ , aux opérateurs d'appariement, quadrupolaire et dipolaire respectivement. L'adjonction à l'Hamiltonien microscopique "appariement+interaction quadrupolaire" du terme dipolaire simule l'atténuation de la force de Coriolis.

Pour les noyaux impairs, les états propres prennent la forme suivante :

$$|IMS, A\rangle = \sum_{\nu, N} u_{IS}(\nu, N) [a_{\nu}^{\dagger} |N, A-1\rangle]_{IM} + v_{IS}(\nu, N) [a_{\nu} |N, A+1\rangle]_{IM} \quad (1.13)$$

les amplitudes  $u$  et  $v$  étant basées sur le formalisme BCS. Les états  $|N, A-1\rangle$  et  $|N, A+1\rangle$  représentent la nature collective des deux coeurs p-p. De plus, ce modèle utilise l'approximation suivante :

$$\langle N', A - 1 || P || N, A + 1 \rangle = \langle N', A + 1 || P^+ || N, A - 1 \rangle = 2 \frac{\Delta}{G} \delta_{NN'} \quad (1.14)$$

où  $\Delta$ , le gap en énergie, est traité comme un paramètre.

Les paramètres d'entrée sont les spins, les énergies d'excitation et les éléments de matrice réduits des deux coeurs ainsi que  $\epsilon_\nu$ ,  $\Delta$ ,  $\chi_1$  et  $\chi_2$ . En sortie, nous obtenons en plus de la structure des fonctions d'onde, les énergies d'excitation du noyau impair, les amplitudes  $u$  et  $v$ , les moments électromagnétiques E2 et M1 et les probabilités de transitions réduites B(E3), B(E2), B(M1) avec le paramètre de mélange  $\delta(E2/M1)$ .

Les calculs réalisés sur la région du lanthane (voir chapitre IV) sont issus de ce modèle. Il est important de noter que dans notre cas, le terme dipolaire de l'Hamiltonien n'a pas été pris en compte.

Les propriétés des coeurs p-p sont calculées sur la base du modèle de Davydov-Filippov [Dav58] qui considère les noyaux comme des rotors triaxiaux rigides. Les paramètres définissant ces rotors sont la déformation quadrupolaire et l'asymétrie  $\gamma$  calculées à partir de l'énergie du premier  $2^+$  et du rapport deuxième  $2^+$  sur premier  $2^+$  [MTV75].

Les énergies de la particule individuelle  $\epsilon_\nu$ , dans notre cas un proton, sont issues du modèle de Nilsson utilisant un potentiel Woods-Saxon pour des noyaux sphériques. Pour le  $^{125}\text{La}$ , cinq niveaux à parité positive ( $s_{1/2}$ ,  $d_{3/2}$ ,  $d_{5/2}$ ,  $g_{7/2}$ ,  $g_{9/2}$ ) et deux niveaux à parité négative ( $h_{11/2}$ ,  $f_{7/2}$ ) ont été pris en compte.

Les calculs ont utilisés les 33 états les plus bas en énergie pour chaque coeur. Les effets d'appariements ont été reproduits par le gap  $\Delta$  paramétrisé par :  $\Delta = \frac{135}{A}$  (MeV). Le niveau de Fermi  $\lambda$  est ajusté de façon à reproduire le nombre de protons de l'élément lanthane. La valeur de la force de l'interaction quadrupolaire-quadrupolaire,  $\chi_2$ , correspond à la valeur standard prise pour la région de masse  $A \sim 130$  [Dro80].

## 1.2.2 Modèle IBFM

IBFM (Interacting Boson Fermion Model) constitue une extension du modèle IBM (Interacting Boson Model). Le lecteur pourra se reporter à la référence suivante [Cas93] pour une description détaillée d'IBM et IBFM. Ces deux modèles reposent sur un espace de Hilbert engendré par les nucléons de valence. Or, lorsque les orbitales occupées sont grandes, ou encore lorsque le nombre de particules de valence est important, la dimension de cet espace peut devenir gigantesque, rendant impossible son traitement rigoureux ; il ne semble pas d'ailleurs, que le traitement de l'espace complet apporte plus de sens physique. Pour surmonter ce problème, l'espace de Hilbert est divisé en une série de sous espaces construits sur des paires cohérentes de nucléons de valence avec un moment angulaire  $J^\pi = 0^+$  (appelée paire ou boson S) et  $J^\pi = 2^+$  (appelée paire ou boson D). Ces deux types de paires de bosons constituent l'espace bosonique S-D.

Les opérateurs de créations de paires S et D se définissent par :

$$s^+ = \sum_j \alpha_j A^+(jj; 0, 0) \quad (1.15)$$

$$d_M^+ = \sum_{jj'} \beta_{jj'} A^+(jj'; 2, M) \quad (1.16)$$



où les  $\alpha_j$  et  $\beta_{jj'}$  représentent des amplitudes normalisées et l'opérateur de création  $A^+$ , s'écrit :

$$A^+(jj'; J, M) = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{jj'}}} [a_j^+ a_{j'}^+]_M^{(J)} \quad (1.17)$$

De manière similaire au modèle précédent, on définit l'Hamiltonien comme la somme de trois termes :

$$H = H_B + H_F + H_{BF} \quad (1.18)$$

Le terme  $H_B$  correspond à la partie bosonique (espace S-D) du noyau c'est-à-dire, au coeur p-p.  $H_F$  décrit le mouvement fermionique (la particule indépendante) et  $H_{BF}$  représente l'interaction coeur-particule. Ce dernier se décompose à son tour en trois parties : un terme monopolaire, un terme quadrupolaire et un terme d'échange.

$$H_{BF} = H_{BF}^M + H_{BF}^Q + H_{BF}^E \quad (1.19)$$

Les expressions des différentes composantes de l'Hamiltonien total sont résumées ci-dessous :

$$H_B = E_0^{(N)} + \epsilon \hat{N}_d + V \quad (1.20)$$

avec  $V$  égal à :

$$\begin{aligned} V &= \frac{1}{2} \sum_{L=0,2,4} c_L ([d^+ d^+]^{(L)} \cdot [dd]^{(L)}) \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} y \{ ([d^+ d^+]^{(2)} \cdot [sd]^{(2)}) + h.c. \} \\ &+ \frac{1}{2} w ([d^+ d^+]^{(0)} [ss]^{(0)} + h.c.) \end{aligned} \quad (1.21)$$

où  $\epsilon$ ,  $c_L$ ,  $y$  et  $w$  sont des constantes et  $\hat{N}_d$ , l'opérateur du nombre de D-bosons.

$$H_F = \sum_j \epsilon_j (a_j^+ a_j) = \sum_j \epsilon_j \hat{n}_j \quad (1.22)$$

$$H_{BF}^M = \sum_j A_j [(d^+ d)^{(0)} (a^+ a)^{(0)}]_0^{(0)} \quad (1.23)$$

$$H_{BF}^Q = \sum_{jj'} \Gamma_{jj'} [Q_B^{(2)} (a_j^+ a_{j'}^+)^{(2)}]_0^{(0)} \quad (1.24)$$

$$H_{BF}^E = \sum_{jj'j''} \Lambda_{jj'}^{j''} : [(d^+ a_j)^{(j'')} (d a_{j'}^+)^{(j'')}]_0^{(0)} : \quad (1.25)$$

avec l'opérateur quadrupolaire défini par :

$$Q_B^{(2)} = (s^+ d + d^+ s)^{(2)} + \chi (d^+ d)^{(2)} \quad (1.26)$$

Les modèles IBM et IBFM sont basés sur la structure algébrique du groupe  $U(6)$  possédant 6 dimensions tout comme les états bosoniques de l'espace S-D. Récemment,

Francesco Iachello [Iac00] a proposé une extension supersymétrique fondée sur le groupe  $U(6/4)$ . Dans ce cadre, les états de bosons et de fermions ainsi que les coefficients de l'Hamiltonien décrivant les degrés de liberté bosoniques et fermioniques sont reliés à des transformations supersymétriques.

### 1.2.3 Modèle QPRM

Ce modèle (couplage Quasiparticule-Phonon plus Rotor Modèle) décrit la structure des noyaux à basse énergie d'excitation en utilisant une approche théorique basée sur le couplage quasiparticule-phonon plus rotor [Bou00]. Dans cette méthode de calculs, les états intrinsèques résultent de la prise en compte simultanée des quatre types d'interaction : champ moyen de Nilsson, force d'appariement, force quadrupolaire-quadrupolaire et le terme de recul. Le spectre des états excités est obtenu en incluant également la force de Coriolis.

L'Hamiltonien total est défini par l'expression suivante :

$$H \simeq H_{int} + H_I + H_C \quad (1.27)$$

où :

$$H_{int} = H_{sp} + H_P + H_Q + H_j \quad (1.28)$$

$$H_I = A_R(I^2 - I_3^2) \quad (1.29)$$

$$H_C = -A_R(I_+j_- + I_-j_+) \quad (1.30)$$

$$H_j = A_R(j^2 - j_3^2) \quad (1.31)$$

avec :

$$I_{\pm} = I_1 \pm iI_2 \quad (1.32)$$

$$j_{\pm} = j_1 \pm ij_2 \quad (1.33)$$

$$A_R = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \quad (1.34)$$

Il se compose également de trois termes, l'Hamiltonien intrinsèque  $H_{int}$ , l'Hamiltonien rotationnel  $H_I$  et celui de Coriolis  $H_C$  qui couple les mouvements rotationnel et intrinsèque.

L'Hamiltonien intrinsèque, quant à lui, contient quatre parties :  $H_{sp}$  décrivant le champ moyen déformé de Nilsson, le terme  $H_P$  correspond à l'interaction d'appariement monopolaire (approximation BCS) décrivant la superfluidité de la matière nucléaire, la force quadrupolaire-quadrupolaire  $H_Q$  qui rend compte de la vibration du noyau [PR70] et le dernier terme  $H_j$  qui représente le terme de recul résultant de l'hypothèse d'un mouvement de rotation à symétrie axiale.

Avec l'inclusion de la force de Coriolis, la matrice de l'Hamiltonien total  $H$  doit être construite et diagonalisée dans l'espace des fonctions rotationnelles symétriques [Boh74].

$$|IMK_{\rho}\rangle = \left(\frac{2I+1}{16\pi^2}\right)^{1/2} \{D_{MK}^I |K_{\rho}\rangle + (-)^{I+K} D_{M-K}^I |\bar{K}_{\rho}\rangle\} \quad (1.35)$$

où  $|\bar{K}_\rho\rangle$  est l'état symétrique par renversement du temps de l'état intrinsèque  $|K_\rho\rangle$  obtenu suite à la résolution du problème :

$$H_{int}|K_\rho\rangle = (H_{sp} + H_P + H_Q + H_j)|K_\rho\rangle = E_{K_\rho}^{int}|K_\rho\rangle \quad (1.36)$$

L'état intrinsèque s'écrit comme une combinaison linéaire des états à 1-quasiparticule et des états du couplage quasiparticule-phonon.

$$|K_\rho\rangle = \left( \sum_\nu C_\nu \delta_{\Omega_\nu K} \alpha_\nu^+ + \sum_{\nu\gamma} D_{\nu\gamma} \delta_{K=\Omega_\nu} +_\gamma \alpha_\nu^+ B_\gamma^+ \right) |BCS\rangle \quad (1.37)$$

## 1.3 Processus de désexcitation et de désintégration

Nous abordons dans ce paragraphe, les principaux modes de désintégration et les processus de désexcitation des noyaux exotiques déficitaires en neutrons, produits par réactions nucléaires.

### 1.3.1 Désintégration $\beta^+$ et capture électronique

Il s'agit de transitions isobariques dans lesquelles il y a transformation du proton en excès en neutron.

Les équations des deux processus s'écrivent :

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + {}^0_+ e + {}^0_0 \nu \quad (\beta^+) \quad (1.38)$$

$${}^A_Z X + {}^0_{-1} e \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + {}^0_0 \nu \quad (CE) \quad (1.39)$$

ce qui revient, au niveau du nucléon, à :

$${}^1_1 p \rightarrow {}^1_0 n + {}^0_+ e + {}^0_0 \nu \quad (\beta^+) \quad (1.40)$$

$${}^1_1 p + {}^0_{-1} e \rightarrow {}^1_0 n + {}^0_0 \nu \quad (CE) \quad (1.41)$$

La désintégration  $\beta^+$  constitue un phénomène purement nucléaire tandis que la capture électronique (CE), elle, fait intervenir les électrons des couches atomiques, préférentiellement ceux des couches profondes. Ces électrons (couches K, L, M...) possèdent des probabilités de présence au sein du noyau qui augmente avec le Z de ce dernier.

Le trou créé dans le cortège entraîne un réarrangement électronique qui aura pour conséquence l'émission d'un rayonnement X, caractéristique du Z du noyau fils, ou d'une cascade d'électrons Auger.

En négligeant l'énergie de liaison des électrons, les bilans énergétiques des deux réactions correspondent à :

$$Q_{\beta^+} = M_x c^2 - M_y c^2 - 2m_e c^2 \quad (1.42)$$

$$Q_{CE} = M_x c^2 - M_y c^2 \quad (1.43)$$

où  $M$  correspond à la masse atomique. Ceci conduit à :

$$Q_{CE} - Q_{\beta^+} = 2m_e c^2 \quad (1.44)$$

et  $2m_e c^2$  représente le seuil de la désintégration  $\beta^+$ . Si  $Q_{CE} < 2m_e c^2$ , les états excités du noyau fils ne pourront être peuplés que par CE, à condition que l'énergie disponible soit plus élevée que l'énergie de liaison de l'électron. Et si  $Q_{CE} \geq 2m_e c^2$ , les deux processus sont en compétition (figure 1.2).

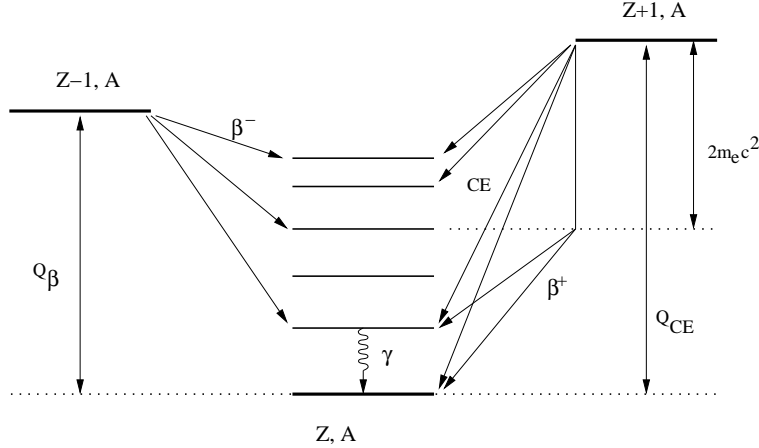


FIG. 1.2 – Représentation schématique de la désintégration  $\beta$ .

Physiquement, les  $Q_{\beta}$  et  $Q_{CE}$  représentent les énergies maximum disponibles lors de la désintégration et varient dans les noyaux exotiques, de quelques MeV à une vingtaine de MeV. L'énergie se partage entre l'énergie du positron, du neutrino, l'énergie d'excitation et de recul du noyau descendant.

L'élément de matrice caractérisant une transition  $\beta$  entre deux états  $|i\rangle$  et  $|f\rangle$  s'écrit :

$$M_{\beta} = \langle f | H_{\beta} | i \rangle \quad (1.45)$$

où  $H_{\beta}$  est l'Hamiltonien de l'interaction faible. Cet Hamiltonien se compose de deux termes correspondant chacun à un type de transitions  $\beta$  : les transitions de Fermi et les transitions de Gamow-Teller.

### Transitions de Fermi

Pour ces transitions, le couple  $(e, \nu)$  est émis dans un état singulet ( $S = S_e + S_{\nu} = 0$ ) et emporte un moment angulaire relatif  $l=0,1,2,\dots$  suivant qu'il s'agit respectivement d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite... Les règles de sélection pour les transitions permises sont :  $\Delta J = 0$ ,  $\Delta T = 0$ ,  $\Delta \pi = +1$ .

### Transitions de Gamow-Teller

Le couple  $(e, \nu)$  est émis dans un état triplet ( $S = S_e + S_{\nu} = 1$ ) et emporte un moment angulaire relatif  $l=0,1,2,\dots$  suivant qu'il s'agit respectivement d'une transition permise,

première interdite, deuxième interdite... Les règles de sélection pour les transitions permises sont :  $\Delta J = 0$  ( $0 \rightarrow 0$  interdit) ou  $\pm 1$ ,  $\Delta T = 0$  ou  $1$ ,  $\Delta\pi = +1$ .

L'équation ci-dessous représente l'expression générale des taux de transitions qui peut se mettre sous la forme [Har65] :

$$ft = \frac{2\pi^3 \ln 2 \left(\frac{\hbar^7}{m_0^5 c^4}\right)}{G_V^2 \langle M_F \rangle^2 + G_A^2 \langle M_{GT} \rangle^2} \quad (1.46)$$

où  $f$  est une fonction dépendant de la charge  $Z$  et de l'énergie maximum de la transition,  $t$  la période partielle,  $G_V$  et  $G_A$  les constantes de couplage de Fermi et Gamow-Teller,  $\langle M_F \rangle$  et  $\langle M_{GT} \rangle$  les éléments de matrice de Fermi et Gamow-Teller. Ces éléments se définissent par :

$$\langle M_F \rangle = \sqrt{T(T+1) - T_{Z_i} T_{Z_f}} \quad (1.47)$$

$$\langle M_{GT} \rangle = \langle f | \sum_n \sigma_n \tau_n | i \rangle \quad (1.48)$$

$T$  est l'isospin et  $T_Z$  sa projection sur le troisième axe.

On appelle "transitions superpermises" les transitions qui ont lieu entre les membres d'un même multiplet d'isospin et pour lequel on s'attend à un taux de transition élevé. Connaissant la durée de vie du noyau, il est possible d'estimer le rapport d'embranchement de désintégration  $\beta$  vers l'état isobarique analogue (IAS) car dans ce cas le  $\log ft$  vaut 3.5 ; la formule ci-dessous permet de calculer le rapport d'embranchement  $\beta$  (BR) :

$$BR = \frac{f T_{1/2} G_V^2 \langle M_F \rangle^2}{2\pi^3 \ln 2 \left(\frac{\hbar^7}{m_0^5 c^4}\right)} \quad (1.49)$$

où  $T_{1/2}$  est la période du noyau.

### 1.3.2 Désintégrations exotiques

En termes de désintégrations exotiques, nous entendons expliquer ici, les processus d'émission de particules retardées, c'est-à-dire émission différée par le processus  $\beta$  de 1 ou 2 protons. Ce type d'émission ne concerne bien évidemment que des noyaux très déficients en neutrons, se situant au voisinage de la ligne d'émission spontanée du dernier proton (dite "proton drip-line").

#### L'émission $\beta$ -p

Pour qu'une telle émission soit possible, du point de vue énergétique, le  $Q_{CE}$  doit être plus grand que l'énergie de séparation du dernier proton  $S_p$  dans le descendant. Cette condition est bien évidemment nécessaire mais non suffisante ; en fait pour les noyaux autour de  $Z=50$ , la relation suivante doit être satisfaite :  $Q_{CE} - S_p \geq \theta \simeq 2.5$  MeV. La probabilité de ce mode de désintégration est proportionnelle à  $(Q_{CE} - S_p)^5$  (cf. loi empirique de Sargent).

Par ailleurs, un grand  $Q_{CE}$  rend possible le peuplement d'un état excité de haute énergie par décroissance  $\beta$ . Dans ce contexte, le dernier proton pourra avoir une énergie cinétique suffisante pour surmonter la barrière coulombienne et donc être émis. Les noyaux proches de la vallée de la stabilité se trouvent généralement dans la situation où  $Q_{CE} - S_p < 0$ , ce qui interdit toute émission de particule. A l'inverse, quand on s'éloigne de cette vallée, le processus devient possible jusqu'à devenir prédominant. Alors que l'on en connaissait à peine une dizaine en 1966 [Poe89], on connaît aujourd'hui plus d'une centaine de noyaux émetteurs proton retardés, ce qui contribue à rendre banal ce mode de désintégration au profit de modes plus exotiques.

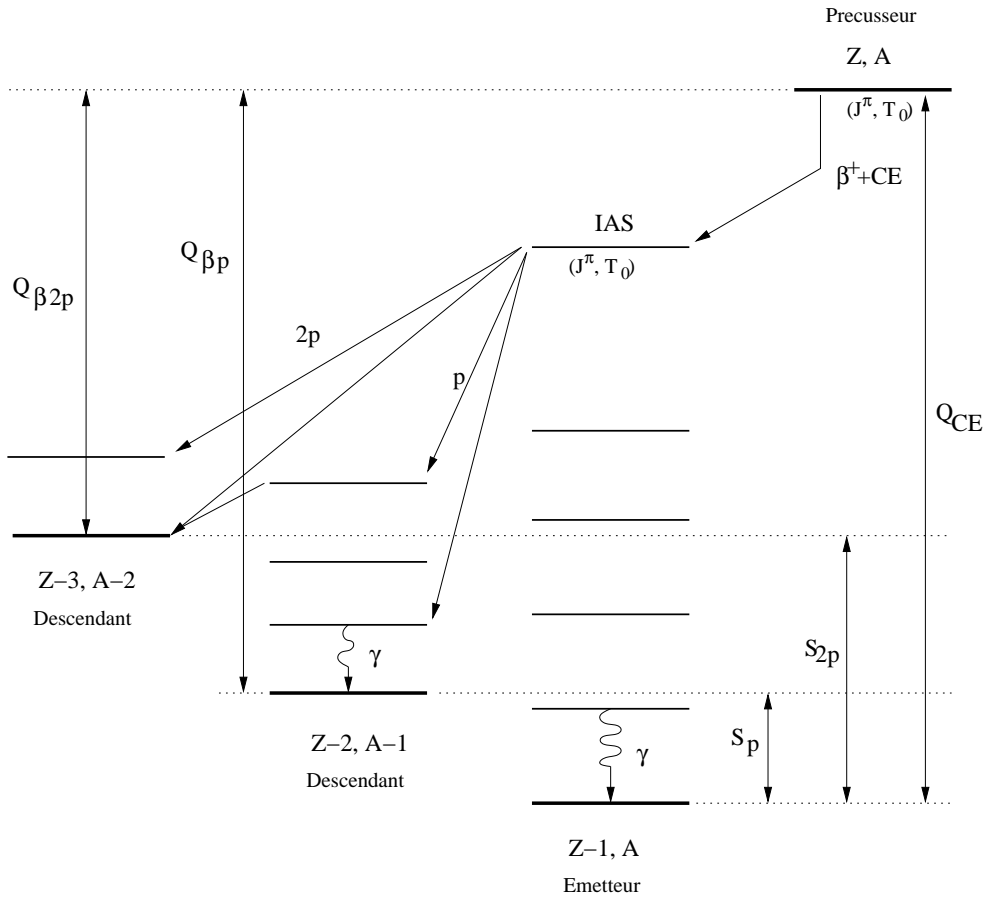


FIG. 1.3 – Schéma de désintégration  $\beta$ -p,  $\beta$ -2p. IAS (Isobaric Analog State ou état isobarique analogue).

### L'émission $\beta$ -2p

Ce mode de désintégration représente le prolongement logique, pour les noyaux les plus déficitaires en neutrons, du mode précédent. Il a été prédit par Gol'danskii [Gol80a, Gol80b] au début des années 80. La figure 1.3 l'illustre.

Pour l'instant, on l'observe principalement dans les noyaux légers, car en plus de posséder de grands  $Q_{\beta}$ , ils présentent l'avantage d'une barrière coulombienne relativement basse puisque celle-ci varie approximativement en  $Z^2$ .

Lors de l'émission  $\beta$ -2p, plusieurs mécanismes ou scénarios peuvent être imaginés : une

émission séquentielle ou une émission directe d'une paire de proton, corrélée ( ${}^2He$ ) ou non. Le chapitre V consacré au  ${}^{27}S$  traitera plus en détails de ce mode de désintégration.

### 1.3.3 Transitions électromagnétiques

Les transitions électromagnétiques se traduisent par l'émission de rayonnement  $\gamma$  ou d'électron (conversion interne) et correspondent généralement aux dernières manifestations de la désexcitation du noyau radioactif vers son état fondamental.

La transition entre un état initial de spin  $J_i^{\pi_i}$  et un état final de spin  $J_f^{\pi_f}$  par émission  $\gamma$  est conditionnée par des règles de sélection qui imposent que cette décroissance se fasse avec conservation du moment angulaire, via un photon de multipolarité L, suivant :

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f \quad (1.50)$$

Ces transitions peuvent être de deux natures : électrique (E), ou bien magnétique (M). Pour la première, la parité d'une transition d'ordre L est donnée par :  $\pi = (-1)^L$ , tandis que pour une transition magnétique, toujours d'ordre L, la parité s'exprime suivant :  $\pi = (-1)^{L+1}$ . Il est important de noter que les transitions  $0^+ \rightarrow 0^+$  ne peuvent se faire que par conversion interne et/ou création de paire ( $e^+e^-$ ) - si l'énergie disponible est supérieure au seuil de création de 1022 keV -, puisque le spin du photon est 1 (au minimum).

La probabilité de transition d'énergie  $E_\gamma$  entre un état  $J_i$  et un état  $J_f$  par une transition de multipolarité L est donnée par la règle d'or de Fermi [Bla52] :

$$\lambda(L) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(L : J_i \rightarrow J_f) \quad (1.51)$$

où  $B(L : J_i \rightarrow J_f)$  est la probabilité de transition réduite. Ces probabilités sont caractéristiques des niveaux mis en jeu, donc de la structure nucléaire. Le tableau 1.1 résume les relations existant entre  $\lambda$  et B(L) pour différentes multipolarités.

L	$\lambda(EL)$	$\lambda(ML)$
1	$1.59 \cdot 10^{15} E^3 B(E1)$	$1.76 \cdot 10^{13} E^3 B(M1)$
2	$1.22 \cdot 10^9 E^5 B(E2)$	$1.35 \cdot 10^7 E^5 B(M2)$
3	$5.67 \cdot 10^2 E^7 B(E3)$	$6.28 \cdot 10^0 E^7 B(M3)$
4	$1.69 \cdot 10^{-4} E^9 B(E4)$	$1.87 \cdot 10^{-6} E^9 B(M4)$

TAB. 1.1 – Relations entre le taux de transition  $\lambda(L)$  en  $s^{-1}$  et les B(L). Les énergies E sont en MeV, les B(EL) en  $e^2 fm^{2L}$  et les B(ML) en  $(\frac{e\hbar}{2Mc})^2 fm^{2L-2}$ .

Puisque  $\lambda = \tau^{-1}$ , la mesure de la durée de vie ou vie moyenne du niveau et de l'énergie de transition E d'un état excité permet de déterminer la probabilité de transition réduite B(L). Elles s'expriment généralement en unités Weisskopf (W.u.) dans le cadre d'une transition de particule unique, comme le rapport entre le B(L) expérimental et le B(L) Weisskopf (cf relations ci-dessous).

$$B(L)(W.u.) = \frac{B_{exp}(L)}{B_w(L)} \quad (1.52)$$

où

$$B_w(EL) = \frac{1.2^{2L}}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L}\right)^2 (A^{2L/3}) e^2 f m^{2L} \quad (1.53)$$

et

$$B_w(ML) = \frac{10}{\pi} 1.2^{2L-2} \left(\frac{3}{3+L}\right)^2 (A^{2L-2/3}) \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2 f m^{2L-2} \quad (1.54)$$

$A$  représentant la masse du noyau en unité de masse atomique ( $u$ ) et  $M$  la masse du nucléon.

### Conversion interne

Comme nous le rappelions au début de ce paragraphe, le rayonnement  $\gamma$  et la conversion interne sont deux processus en compétition pour la dissipation de l'énergie d'excitation du noyau jusqu'à son état fondamental. Lors de la conversion interne, le champ électromagnétique du noyau interagit avec un électron du cortège électronique, lui transférant ainsi directement l'énergie de la transition. L'électron éjecté s'échappe avec une énergie cinétique égale à l'énergie de la transition diminuée de son énergie de liaison.

$$E_{e^-} = E_\gamma - B_i \quad (1.55)$$

$B_i$  étant l'énergie de liaison de l'électron de la couche  $i$  ( $i=K, L_I, L_{II}, L_{III}, \dots$ ).

On définit le coefficient de conversion interne associé à chaque couche, par le rapport entre le nombre d'électrons éjectés et le nombre de photons émis pour une transition donnée. Ainsi on a :

$$\alpha_K = \frac{N_{e_K}}{N_\gamma}, \quad \alpha_{L_I} = \frac{N_{e_{L_I}}}{N_\gamma}, \quad \text{etc.} \quad (1.56)$$

et donc

$$\alpha_{tot} = \frac{N_e}{N_\gamma} = \alpha_K + \alpha_{L_I} + \dots \quad (1.57)$$

Il est important de noter que le nombre total de transitions d'un état initial vers un état final correspond à la somme  $N_{e^-} + N_\gamma$ . A partir de la durée de vie expérimentale  $\tau_{exp}$ , on peut calculer la durée de vie partielle  $\gamma$  comme suit :

$$\tau_{exp}^\gamma = \tau_{exp}(1 + \alpha_{tot}) \quad (1.58)$$

En observant l'équation 1.50, on constate qu'une transition peut être constituée d'un mélange de multipolarités ( $M1+E2, E1+M2, \text{etc.}$ ). Dans ce cadre, le coefficient de conversion se définit par :

$$\alpha(\delta) = \frac{\alpha(L) + \delta^2 \alpha(L+1)}{1 + \delta^2} \quad (1.59)$$

où  $\delta$  représente le paramètre de mélange, défini par le rapport :



$$\delta = \frac{\langle f|L+1|i\rangle}{\langle f|L|i\rangle} \quad (1.60)$$

### 1.3.4 Les "isomères" ou niveaux métastables

Grâce au tableau 1.1, nous constatons qu'en combinant une transition de grande multipolarité et une faible énergie, nous obtenons des états excités avec une longue durée de vie, c'est-à-dire un faible taux de transition. Ces états sont appelés états isomères ou métastables et ont été découverts par Otto Hahn en 1921.

Généralement, le temps de vie d'un état excité est typiquement de l'ordre de  $10^{-10}$  à  $10^{-12}$  s. Dans le cas de l'isomérisme nucléaire, ce temps peut aller jusqu'à plusieurs années; un état isomère aura donc un temps de vie plus long que ses niveaux voisins (aujourd'hui, niveau métastable si  $\tau \geq$  quelques ns).

La classification s'effectue selon le type d'isomères considérés : à savoir, les isomères de spin, de forme et de rotation.

- L'isomérisme de spin provient de la différence de spin entre le niveau isomérique et le niveau vers lequel il décroît ainsi qu'au faible écart d'énergie les séparant. Ceci peut conduire à une faible probabilité de transition, donc par conséquent, à un long temps de vie.
- L'isomérisme de forme est lié quant à lui, à la déformation du noyau où un minimum secondaire de la surface d'énergie potentielle existe. Cet isomérisme se retrouve tout particulièrement dans les noyaux lourds tels que les transuraniens. Pour se désexciter, ces noyaux ont deux possibilités : soit ils fissionnent, soit ils décroissent vers un minimum plus bas par émission  $\gamma$ .
- Les isomères de rotation, également appelés isomères K, se caractérisent par le passage brusque d'un mouvement individuel des nucléons de valence, à un mouvement collectif du noyau par rapport à l'axe de symétrie.  $K$  est le nombre quantique correspondant à la projection du moment angulaire des nucléons de valence suivant l'axe de symétrie. Pour une transition électromagnétique, les règles de sélection nous imposent :  $L \geq \Delta K$ , où  $L$  est la multipolarité de la transition. Par conséquent, si  $\Delta K$  est grand, nous nous trouvons face à une transition de grand  $L$  ce qui conduit à une longue durée de vie.



# Chapitre 2

## Principes physiques du guide d'ions

### 2.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux techniques ISOL et plus précisément, à la technique IGI-SOL. Pour toutes ces techniques, les produits de réactions sont arrêtés dans un milieu solide ou gazeux puis, une fois ionisés, accélérés pour être séparés en masse. La source d'ions constitue donc un élément essentiel dans le dispositif.

Dans le cas des cibles épaisses, les ions ne disposent pas d'une énergie de recul suffisante pour pouvoir s'en échapper et donc leur temps de sortie dépendra de leur aptitude à diffuser. Pour les cibles minces, une fraction importante s'en échappe et les ions finissent leurs courses dans un matériau "stoppeur" solide ou gazeux. Ils sont alors extraits du milieu au moyen de différentes techniques (diffusion thermique, etc.), puis ionisés dans la source d'ions (décharges électriques, laser, plasma, etc.)(figure 2.1).

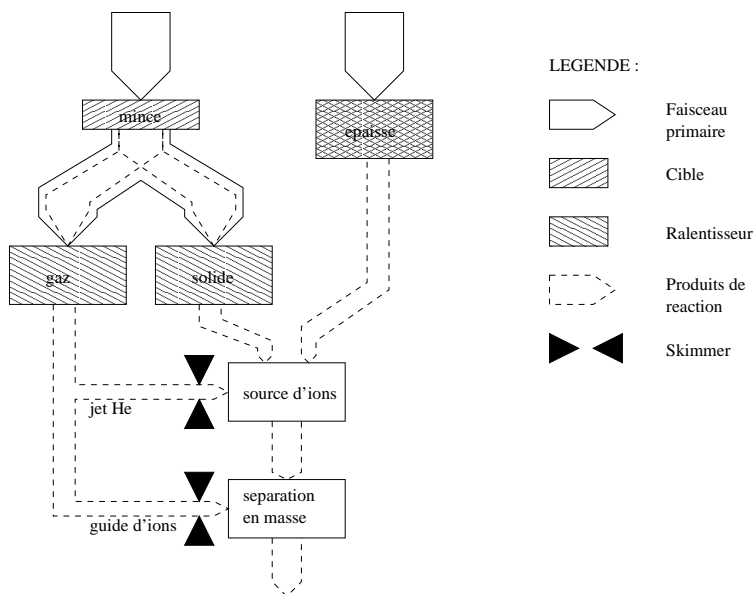


FIG. 2.1 – Synoptique des différentes techniques ISOL [Den97].

Les temps d'extraction généralement longs pénalisent l'étude des éléments à courte durée de vie. D'autre part, les éléments très réfractaires, comme le lanthane, diffusent mal

du fait de leur très haute température de fusion [Ich92]. La technique du guide d'ions (IGISOL pour Ion Guide Isotope Separator On Line, c'est-à-dire séparation isotopique en ligne avec guide d'ions) permet d'éviter l'étape "diffusion" ainsi que l'emploi d'une source d'ions. Le gaz, en général l'hélium, assure à la fois l'arrêt des produits de réactions et leur transport jusqu'à l'étage d'accélération ; ce dernier est évacué grâce à un système de pompage différentiel.

L'évacuation est suffisamment rapide pour permettre à une grande majorité des ions de survivre à l'état de charge  $1^+$ . Le temps d'évacuation de la chambre de recul est insensible aux propriétés physico-chimiques des éléments et très rapide ( $\leq$  qq ms). En outre, la technique présente, comme autres avantages, une simplicité et une durabilité remarquables.

La technique du guide d'ions est née du désir de s'affranchir des contraintes liées aux temps de transfert importants et à la nécessité d'une source d'ions.

Tel que nous l'entendons à présent, le premier guide d'ions à séparateur isotopique a été conçu et développé au département de physique de l'Université de Jyväskylä en Finlande, au début des années 80 [Ä81]. A la suite de cette démonstration de faisabilité, des projets similaires ont commencé à voir le jour à travers le monde.

L'évolution de la technique IGISOL s'est poursuivie de manière à étendre les domaines d'applications. Les premiers guides d'ions étaient du type "guide d'ions légers", c'est-à-dire guide d'ions pour des réactions de fusion-évaporation induites par des ions légers. L'énergie de recul des produits de réactions étant faible, la chambre d'arrêt n'avait besoin que d'un volume de l'ordre de quelques  $\text{cm}^3$  seulement. L'efficacité de tels guides d'ions varie entre 0.1 et 10 % suivant le type de projectiles utilisés.

Par la suite, des projets de "guide d'ions fission" [Ä87b, Tas89, Ä89] (guide d'ions pour des réactions de fission induites par ions légers) et de "guide d'ions lourds" [Den87b, Den87a] (guide d'ions pour des réactions de fusion-évaporation induites par ions lourds) se développèrent, élargissant ainsi la gamme des noyaux exotiques pouvant être étudiée.

L'utilisation de faisceaux d'ions lourds a mis en évidence de nouveaux phénomènes parmi lesquels l'effet de plasma (les ions lourds ayant un pouvoir d'ionisation beaucoup plus fort que les ions légers). Pour s'en affranchir, deux méthodes ont été employées :

- l'adjonction d'un séparateur à gaz entre la cible et le guide d'ions, pour séparer électromagnétiquement le faisceau des résidus [Mor92],
- la méthode "shadow" (méthode du masque) où le but est de masquer au faisceau primaire la chambre du guide d'ions, soit au moyen d'un "stoppeur", soit par l'utilisation d'un tube traversant la chambre et canalisant le faisceau primaire.

Les efficacités pour les guides d'ions fission et guide d'ions lourds sont, respectivement, de l'ordre de  $1-3 \cdot 10^{-2}$  % et 0.1-1 %.

## 2.2 Fonctionnement général

Le principe de fonctionnement est le suivant : le faisceau primaire provenant du cyclotron frappe la cible, créant ainsi une foule d'éléments radioactifs, via les réactions nucléaires. Si leur énergie de recul est suffisante, les produits formés s'échappent hors de la cible et pénètrent dans une enceinte où ils sont ralentis par un gaz tampon - l'hélium très généralement. Lors de leur thermalisation, les produits - initialement fortement char-

gés - voient leur état de charge diminuer très rapidement jusqu'à la charge  $1^+$  pour plus de 90 % [Den97] d'entre eux ; l'hélium, avec son potentiel d'ionisation très élevé, leur permettant de demeurer à l'état ionique. Le deuxième rôle de l'hélium est de servir de gaz vecteur pour transporter hors de la chambre, via le trou d'extraction, les produits de réactions.

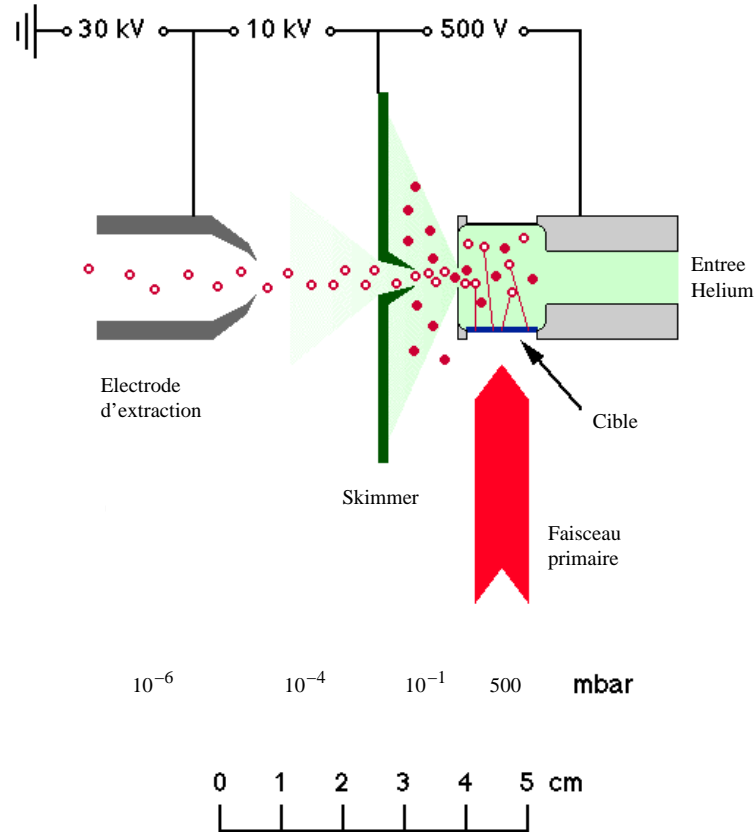


FIG. 2.2 – Principe général de fonctionnement d'un guide d'ions.

Un "skimmer" ("écrèmeur" en français), porté à un potentiel négatif, permet à la fois de guider électrostatiquement les ions et d'écrémer l'hélium entre le trou d'extraction de la chambre et l'étage accélérateur du séparateur. A cette étape, le pompage différentiel joue un rôle prédominant pour réduire les pressions dans les deux étages et limiter ainsi la recombinaison. Après le skimmer, les ions sont accélérés par des champs tandis que le peu d'hélium infiltré continue d'être éliminé par le système de pompage. A Jyväskylä, la tension d'accélération est typiquement de l'ordre de 40 kV.

Une fois accélérés, les différents isotopes sont séparés en masse par l'aimant d'analyse ( $B \propto \sqrt{\frac{A}{q}} \propto \sqrt{A}$  puisque  $q=1$ ) avant d'être guidés jusqu'à la station de comptage en vue de leur étude spectroscopique. La figure 2.2 schématise la technique IGISOL.

## 2.3 Mécanismes de création de charges

Le bombardement d'une cible par un faisceau intense engendre de nombreux phénomènes extrêmement complexes. Outre les réactions nucléaires, s'ajoutent plusieurs processus atomiques et moléculaires. Les paragraphes suivants décrivent qualitativement les quatre principaux mécanismes de création de charge dans la cible et tout au long du parcours des ions jusqu'à leur thermalisation dans la chambre d'hélium.

### 2.3.1 "Stripping" par le projectile incident

Le premier mécanisme de création de charge provient du faisceau de particules, lui-même. Pour provoquer une réaction nucléaire, la particule incidente (en général, un ion multichargé) doit traverser le cortège électronique avant d'atteindre le noyau. Cette traversée occasionne des perturbations sur les couches électroniques, qui varient avec la vitesse et le type de projectile ainsi qu'avec la vitesse de l'électron cible. Les sections efficaces d'ionisation augmentent avec le numéro atomique de la particule incidente. De plus, elles sont maximales si les vitesses du projectile et de l'électron sont proches [Gar73].

### 2.3.2 Evaporation de particules

Excepté dans le cas de l'émission limitée à un ou plusieurs neutrons, l'émission de particules chargées modifie l'état de charge de l'atome. Les désintégrations  $\beta$  et  $\alpha$  laissent aussi les descendants sous forme d'ions chargés  $1^+$  ou  $2^+$  respectivement [Sne57, Lev53]. En outre, la particule en quittant l'atome, traverse les couches électroniques, poursuivant le processus d'ionisation.

Dans le cas de l'émission  $\beta$ , la vitesse de la particule est très élevée comparée aux vitesses orbitales électroniques. La probabilité d'ionisation varie en  $1/Z_{eff}^2$  par électron pour les 3 premières couches. Elle augmente sensiblement pour les couches plus éloignées.

La particule  $\alpha$ , elle, est émise à une vitesse bien plus faible que la particule  $\beta$  [Lev53]. La probabilité d'ionisation d'un atome émetteur  $\alpha$  augmente comme le rapport  $v_\alpha/v_e$ . Les couches profondes seront donc peu perturbées en comparaison des couches plus éloignées.

### 2.3.3 Conversion interne, capture électronique et cascade Auger

Lors d'une réaction nucléaire ou d'une décroissance radioactive, le noyau résiduel se trouve généralement dans un état excité. Sa désexcitation se produit soit par l'émission  $\gamma$ , soit par conversion interne [Val82]. Cette éjection crée une vacance dans les couches profondes, vacance comblée par un électron des couches supérieures. L'énergie d'excitation du cortège devient donc  $E^* = E_p - E_s$  ( $E_p$  énergie couche profonde,  $E_s$  énergie couche supérieure). Cette énergie se dissipe soit par rayonnement X, soit par l'éjection d'un électron Auger qui à son tour donnera lieu à une vacance électronique et ainsi de suite. Le fait que les cascades Auger soient très rapides ( $\sim 10^{-15}$  s) par rapport aux durées de vie des niveaux excités ( $\sim 10^{-12}$  s) permet au noyau résiduel d'accéder à des états de charge qui peuvent devenir très élevés ( $\bar{q} = 25$  après 3 conversions internes pour  $^{223}\text{Ra}$ ) [dW68].

Lors de réactions nucléaires ou de décroissances radioactives, la désexcitation du noyau se produit rarement suivant un seul processus : les phénomènes décrits ci-dessus sont

généralement associés et conduisent le noyau dans de très hauts états de charge.

### 2.3.4 "Stripping" lors de la traversée d'un solide

A la suite d'une réaction nucléaire, les produits créés dans la cible ont une certaine énergie de recul, ils traversent une épaisseur de matériau avant d'émerger de la cible ou de la fenêtre. Or suite aux processus précédents, ces produits sont déjà ionisés. Néanmoins, lors de leurs parcours, ils subissent un échange de charge avec le matériau traversé. Si le nombre de collisions est suffisamment grand, un état d'équilibre est atteint. Une loi semi-empirique [Nik68] permet d'estimer l'état de charge moyen à l'équilibre atteint par le noyau de recul, lors de sa traversée (figure 2.3).

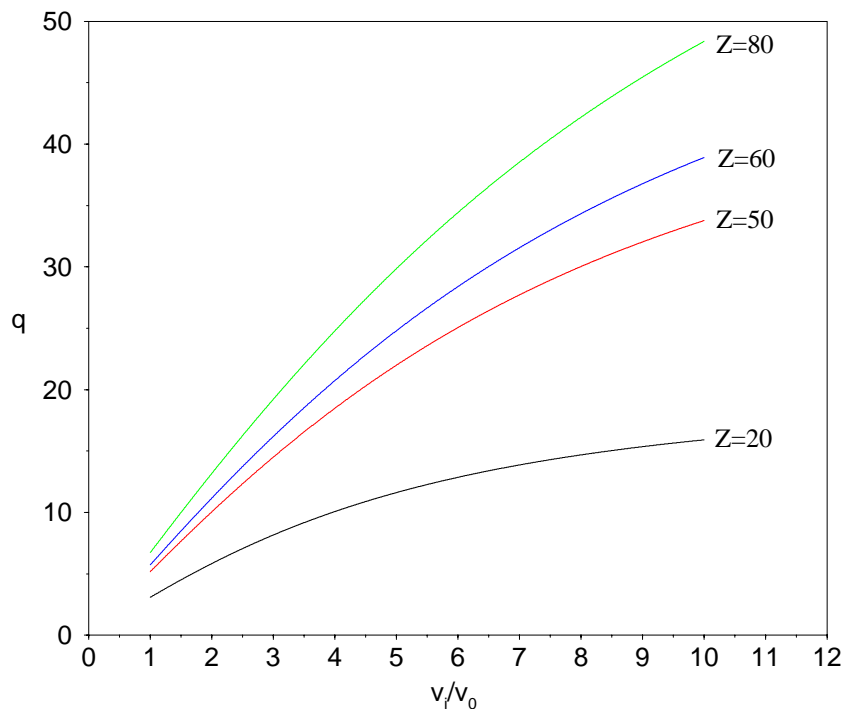


FIG. 2.3 – Etats de charge moyen dans un matériau solide en fonction de la vitesse de l'ion pour différents  $Z$  ( $v_0 = 2,19 \cdot 10^8 \text{ cm.s}^{-1}$ ) [Ä86a].

$$\bar{q} = Z_i \left[ 1 + \left( 0.61 Z_i^{-\alpha} \frac{v_i}{v_o} \right)^{-\frac{1}{k}} \right]^{-k} \quad (2.1)$$

$v_o$  : vitesse de l'électron sur la première orbite de Bohr ( $2.19 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ )

$\alpha = 0.45$

$k = 0.6$

En général, on peut considérer que  $\bar{q}$  est fonction de  $Z_i$  et de  $v_i$ , du numéro atomique de la cible (négligé dans la formule) mais reste indépendant de l'état de charge initiale. Les produits sortant avec les vitesses les plus importantes, sont les plus ionisés.

## 2.4 Thermalisation des produits de recul

Nous abordons ici, "l'histoire" des produits de recul qui ont émergé de la cible et de la fenêtre d'entrée. Ils sont thermalisés dans un gaz tampon : l'hélium. L'emploi de l'hélium se justifie puisque c'est l'élément qui permet de conserver la plus grande charge à l'équilibre, surtout à très basse vitesse, comme le montre la figure 2.4 [Wit73].

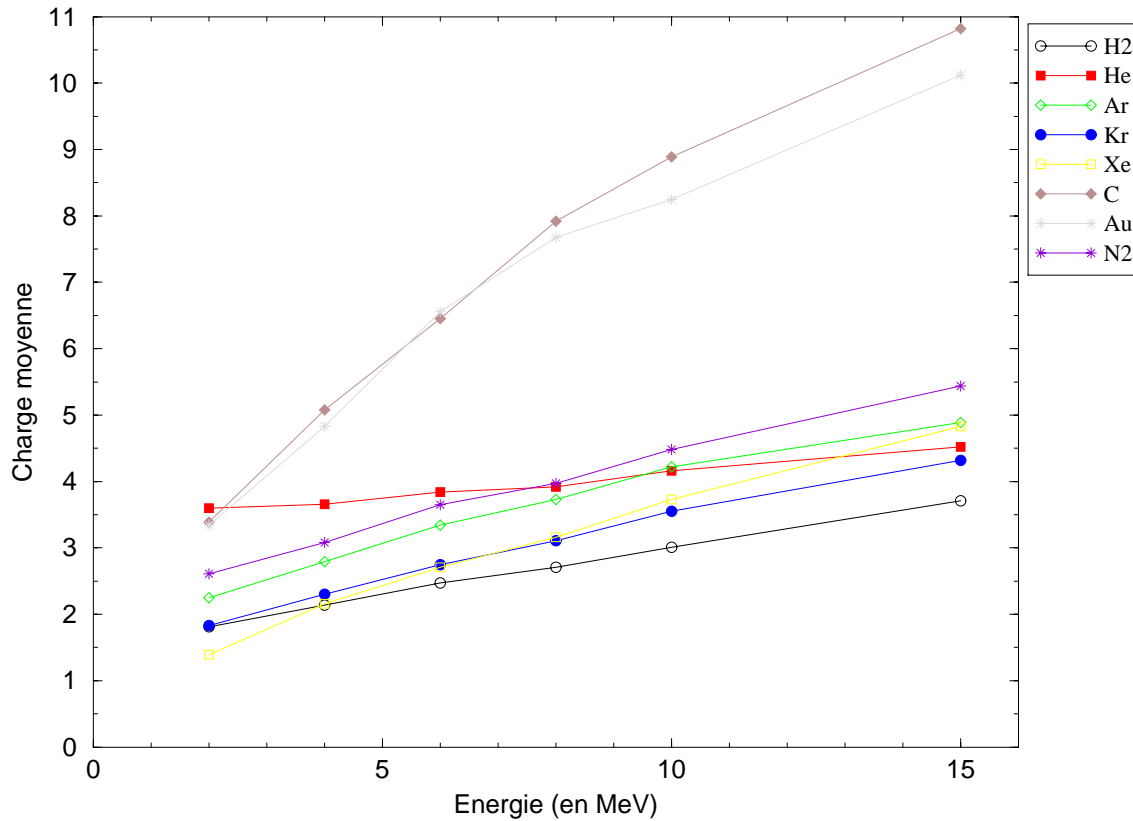


FIG. 2.4 – Etat de charge moyen de  $^{238}\text{U}$  dans différents matériaux solides et gazeux en fonction de l'énergie de l'ion.

### 2.4.1 Cible utile

On définit l'épaisseur de cible utile comme épaisseur produisant des résidus capables d'être stoppés dans le gaz tampon. La figure 2.5 illustre cette caractéristique : les noyaux exotiques créés en tout début et en fin de cible ont soit pas assez d'énergie cinétique pour pénétrer dans la chambre, soit au contraire, trop de vitesse pour pouvoir être stoppés.

La formule ci-dessous, permet de calculer l'énergie de recul du noyau produit :

$$E_r = \frac{E_p A_p A_r}{(A_p + A_t)^2} \quad (2.2)$$

Dans le cas du  $^{125}\text{Ce}$ , suivant la réaction  $^{94}\text{Mo}(^{36}\text{Ar}, 2p3n)^{125}\text{Ce}$  à 175 MeV, l'énergie de recul du noyau varie de 47 MeV (0.375 MeV/u) à 44 MeV (0.35 MeV/u). La figure 2.6 montre le parcours d'un ion  $^{125}\text{Ce}$  de 0.36 MeV/u.



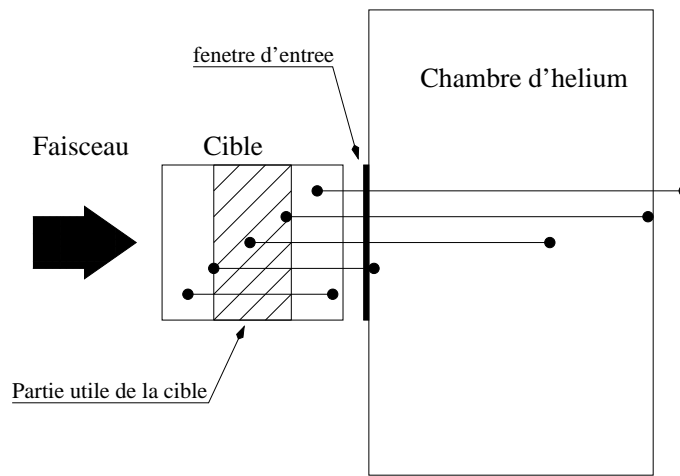


FIG. 2.5 – Représentation schématique de la cible ( $3.0 \text{ mg/cm}^2$ ) et de la chambre d'hélium. Les points symbolisent le parcours des produits de réactions en fonction de leurs lieux de création dans la cible. La zone hachurée définit l'épaisseur utile de la cible. L'épaisseur de la fenêtre d'entrée en havar est de  $2.1 \text{ mg/cm}^2$

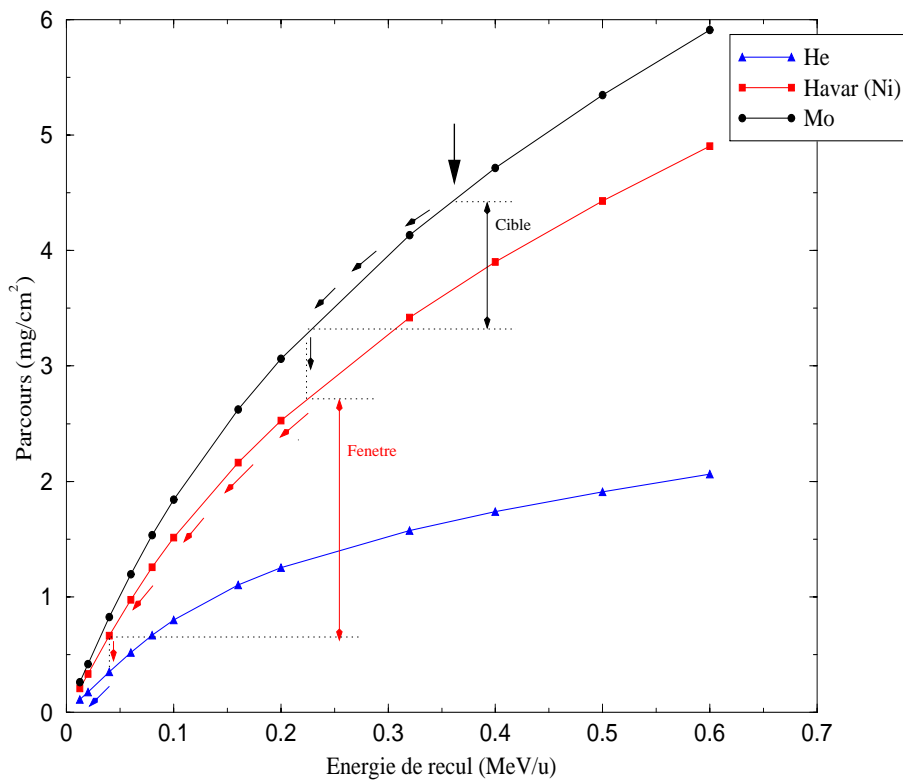


FIG. 2.6 – Parcours des ions  $^{125}\text{Ce}$  en fonction de leur énergie, dans les différents matériaux composant le guide d'ions. On considère la réaction :  $^{94}\text{Mo}(^{36}\text{Ar}, 2p3n)^{125}\text{Ce}$  à 175 MeV. Le parcours d'un ion  $^{125}\text{Ce}$ , créé avec une énergie de recul initiale de  $0.36 \text{ MeV/u}$ , est représenté sur le diagramme.

En considérant la même réaction, et suivant l'équation 2.1, un ion  $^{125}\text{Ce}$  avec une énergie de recul de l'ordre de 45 MeV, possède un état de charge moyen  $\bar{q} = 20$ .

## 2.4.2 Parcours dans l'hélium

C'est l'énergie de recul des ions émergents de la fenêtre qui déterminera la façon dont ils seront ralentis dans l'hélium. Pour des vitesses dans le domaine intermédiaire et élevé, l'interaction se fera principalement avec les électrons du gaz tampon. Mais lorsque la vitesse décroît, les chocs atome-atome deviennent de plus en plus nombreux : c'est le domaine du pouvoir d'arrêt nucléaire. Dans ce domaine-ci, les parcours peuvent être déterminés par la méthode de Biersack [Bie68]. En revanche, pour des énergies plus importantes (domaine du pouvoir d'arrêt intermédiaire), c'est la théorie Lindhard, Scharff et Schiott [Lin63] qui s'applique. Dans le cas d'énergies encore plus grandes, nous entrons dans le domaine de Bethe, le pouvoir d'arrêt est proportionnel à  $(\frac{Z_i}{v_i})^2$ .

La théorie de Lindhard et Scharff [Lin61], nous donne une formule permettant de calculer le parcours  $R$  des ions dans un gaz à la pression  $P$ . Adaptée aux conditions du guide d'ions, cette dernière s'écrit :

$$R \times P = 8.23(A_i + 4) \frac{(Z_i^{2/3} + 2.52)^{1/2} E_i}{Z_i A_i} \quad (2.3)$$

le domaine de validité allant jusqu'à des énergies  $\frac{E_i}{A_i}$  de quelques dizaines de keV/u.

Pour des énergies comprises entre 12.5 keV/u et 12 MeV/u, les tables de Northcliffe et Shilling [Nor70] permettent de calculer les parcours des ions. La validité de ces calculs s'applique pour les produits de recul thermalisés dans un gaz froid. Comme nous le verrons par la suite, la présence d'un plasma modifie sensiblement leurs parcours. Ce phénomène apparaît en particulier dans les systèmes guides d'ions utilisant des réactions nucléaires induites par ions lourds. Le passage du faisceau primaire dans le gaz tampon produit un plasma qui augmente le pouvoir d'arrêt [Gar88]. Néanmoins, dans un gaz froid, nous pouvons décrire le pouvoir d'arrêt à l'aide de la formule de Bethe-Block.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_{eff}^2}{m_e v_i^2} Z_t N_t [\ln(\frac{2m_o c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}) - \beta^2] \quad (2.4)$$

avec  $I$ , potentiel d'ionisation.

Or dans un plasma, le potentiel d'ionisation n'existe plus, il est remplacé par une énergie d'excitation du plasma  $\hbar\omega_p$  plus faible. De plus,  $Z_{eff}$  est très élevé et quasiment constant, dans un plasma très dense ( $\sim 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ), les recombinaisons avec les électrons libres sont pratiquement interdites.

## 2.4.3 Echange de charges dans l'hélium

L'échange commencé dans les matériaux solides se poursuit dans le gaz tampon. Cependant, contrairement au milieu solide, il existe pour le milieu gazeux, quelques théories quantitatives décrivant l'état de charge des ions de recul pour des vitesses supérieures à la vitesse orbitale de Bohr [Bet72]. La formule suivante permet de connaître l'état de charge moyen des ions de recul du noyau résiduel :

$$\bar{q} = A \frac{v_i}{v_o} Z_i^{1/2} \quad (2.5)$$

avec  $v_i > v_o$ ,  $A=0.39$ ,  $q/Z_i \geq 0.3$ .

La figure 2.7 représente ces états de charge pour différents  $Z_i$ . Pour les faibles vitesses, les théories ne s'appliquent plus, seule l'expérience peut nous venir en aide. Comme nous l'avons souligné antérieurement, l'hélium possède une particularité très intéressante. Un ion dans ce gaz voit son état de charge varier très lentement avec sa vitesse et demeurer élevé (même à de faibles vitesses). Ceci peut s'expliquer grâce à la théorie de Bohr [Bet 72]. En effet, si  $\sigma'$  est la section efficace de transfert d'énergie entre l'ion et l'électron cible,  $f$  la probabilité de capture de l'électron et  $n_e$  le nombre d'électrons pour lequel le processus est possible (ceux dont la vitesse orbitale est proche de celle de l'ion), alors la section efficace de capture électronique s'écrit :

$$\sigma_c = \sigma' f n_e \quad (2.6)$$

avec  $\sigma' = \frac{1}{v^2}$

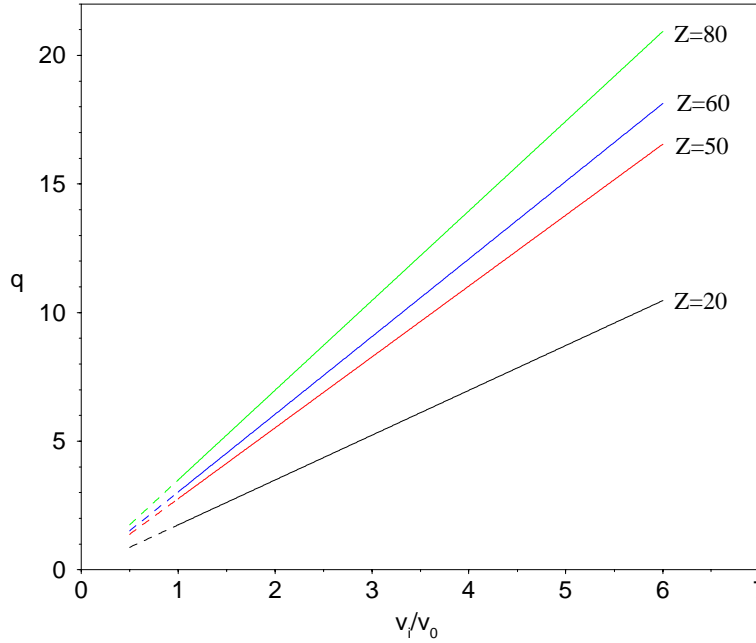
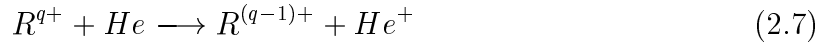


FIG. 2.7 – Etats de charge moyen en fonction de la vitesse de l'ion à travers un matériau gazeux [Ä86a].

L'hélium étant l'élément dont la vitesse orbitale électronique est la plus élevée ( $v_i = 1.4v_o$ ),  $\sigma'$  est donc plus faible que pour les autres gaz.

#### 2.4.4 Passage du produit de réaction à l'état $1^+$

Durant leur thermalisation, les ions R subissent des réactions de transfert électronique du type :

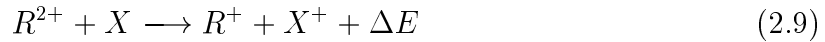


En fait, il convient de distinguer deux étapes dans le processus d'échange de charges. La réaction ci-dessus est prépondérante si la condition  $q > +4$  est satisfaite [Knu81]. Pour des états de charge plus faibles, les données expérimentales montrent que les sections efficaces de capture d'un électron  $\sigma_e$  décroissent lorsque le potentiel d'ionisation du gaz tampon augmente. Ces sections efficaces demeurent sensiblement les mêmes quelque soit le numéro atomique de l'ion de recul dans un même gaz. Pour l'hélium, nous avons  $\sigma_e \sim 10^{-15}$  à  $10^{-17} \text{ cm}^2$  pour un ion de charge  $+2 \leq q \leq +4$  et une vitesse  $v_i \simeq v_o$  [Ä87a].

D'après la réaction 2.7, les ions peuvent accéder à l'état de charge  $2^+$  dans l'hélium. Le passage des produits de réactions à la charge  $1^+$  ne peut pas se faire suivant la réaction :



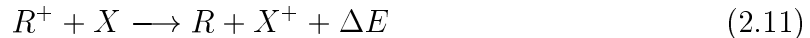
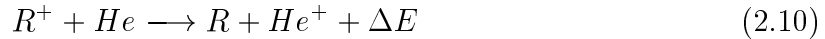
puisque cette dernière est fortement endoénergétique, et peu d'éléments possèdent un potentiel de seconde ionisation supérieur au potentiel de première ionisation de l'hélium ( $\sim 24.6 \text{ eV}$ ). Ce sont donc d'autres atomes ou molécules - les impuretés contenues dans l'hélium - qui assurent ce passage selon la réaction rapide suivante :



L'hélium utilisé est de type commercial et contient des impuretés telles que Ne ( $\leq 10 \text{ ppm}$ ), N ( $\leq 10 \text{ ppm}$ ),  $O_2$  ( $\leq 5 \text{ ppm}$ ),  $H_2O$  ( $\leq 10 \text{ ppm}$ ), et  $H_2$  ( $\leq 5 \text{ ppm}$ ).

Quelques expériences conduites avec des ions doublement chargés et des atomes neutres contenus dans un gaz rare à énergie thermique ont montré [Ä87a] que la réaction 2.9 devenait très probable pour  $2 \text{ eV} \leq \Delta E \leq 6 \text{ eV}$  et pour des éléments sous forme de molécules. Les impuretés citées ci-dessus correspondent parfaitement à ce cas précis.

A l'inverse, les réactions de neutralisation du type :



sont peu probables. L'hélium dont le potentiel d'ionisation est le plus élevé, ne cédera pas d'électron. Quant à la réaction 2.11, la neutralisation se fera préférentiellement suivant un processus à trois corps.

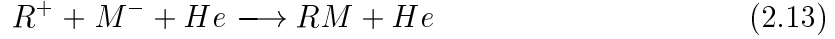
## 2.4.5 Recombinaisons

Nous venons de le voir, lors de la thermalisation, les produits de recul atteignent l'état de charge  $1^+$ . Or la présence d'un plasma, créé par le faisceau incident, rend possible des réactions de recombinaison. La densité de plasma se définit par le rapport  $n_e/n_{He}$  (tableau 2.1).

Les produits de recul pourront donc réagir avec les électrons ou les ions négatifs selon les réactions à trois corps suivantes :

Type de particule	Intensité (s <sup>-1</sup> )	Pouvoir d'ionisation (unit. rel.)	$N_e/N_{He}$ (500 mbar)
20 MeV protons	10 <sup>13</sup>	1	10 <sup>-6</sup>
200 MeV <sup>40</sup> Ca	10 <sup>12</sup>	100	10 <sup>-4</sup>
50 MeV EVR	10 <sup>6</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-8</sup>
Produits de Fission	10 <sup>9</sup>	10 <sup>-1</sup>	10 <sup>-7</sup>

TAB. 2.1 – Pouvoir d'ionisation du faisceau primaire et des produits de réactions normalisé par rapport à un faisceau de protons de 20 MeV.



Pour des plasmas de densité plus faible ( $\leq 10^{-7}$ ), la réaction de recombinaison la plus importante est du type radiatif :



La densité d'ions positifs décroît selon la loi :

$$n_i(t) = n_{i(0)} e^{-\alpha n_e n_{He} t} \quad (2.15)$$

$\alpha$ , coefficient de recombinaison,  $n_e$  densité d'électrons,  $n_{He}$  densité de neutres.

## 2.5 Le devenir des ions thermalisés 1<sup>+</sup> dans l'hélium

### 2.5.1 Diffusion et mobilité des ions

Immédiatement après leur thermalisation dans l'hélium, les produits de recul sont évacués hors de la chambre par le flux gazeux. Durant ce transport, les ions diffusent de manière aléatoire. Ainsi des pertes d'ions peuvent avoir lieu lorsque ces derniers entrent en collision avec les parois de la chambre. En principe, la quantité de pertes pourrait être réduite en contrôlant le mouvement des ions grâce à un champ électrique. L'équation définissant le flux d'ions positifs dans un gaz stable est :

$$\vec{J} = -D\vec{\nabla}n_i + \mu n_i \vec{E} \quad (2.16)$$

où  $D$  est le coefficient de diffusion,  $n_i$  la densité d'ions,  $\mu$  la mobilité et  $E$  le champ électrique.

Le coefficient de diffusion se définit par :

$$D = \frac{kT}{m\nu} \quad (2.17)$$

où  $k$ , constante de Boltzmann,  $T$  la température du gaz,  $m$  la masse réduite du système formé d'un atome de gaz tampon et d'un ion et  $\nu$  la fréquence de collisions.

La mobilité d'un ion chargé 1<sup>+</sup> est déterminé par :

$$\mu = \frac{e}{m\nu} \quad (2.18)$$

et la vitesse de dérive des ions dans un champ électrique :

$$\vec{V}_d = \mu \vec{E} \quad (2.19)$$

Les deux coefficients de transport peuvent être connectés par la relation d'Einstein :

$$\mu = \frac{eD}{kT} \quad (2.20)$$

ce qui, à la température ambiante, donne approximativement :

$$\mu \simeq 40D \quad (2.21)$$

Les unités étant :

$$[\mu] = cm^2/V.s \quad (2.22)$$

$$[D] = cm^2/s \quad (2.23)$$

La mobilité est reliée à la mobilité réduite  $\mu_0$  par la relation :

$$\mu = \frac{p_0}{p} \frac{T_0}{T} \mu_0 \quad (2.24)$$

où  $p_0 = 1000$  mbar,  $p$  pression du gaz,  $T_0 = 273$  K et  $T$  température du gaz. Pour des ions ( $Z > 2$ ) dans l'hélium  $\mu_0$  est estimé à :

$$\mu_0 \simeq 20 cm^2/V.s \quad (2.25)$$

Une estimation raisonnable du coefficient de diffusion pour des ions de masse  $A_i > 10$  dans de l'hélium à température ambiante est donnée par :

$$D (cm^2/s) \simeq \frac{500}{p (mbar)} \quad (2.26)$$

La distribution de densité [McD73] :

$$\frac{n_i}{N_i} = [(4\pi Dt)^{3/2} e^{-\frac{r^2}{4Dt}}]^{-1} \quad (2.27)$$

nous donne le nombre relatif d'ions diffusés à une distance  $r$  d'un point d'origine en un temps  $t$ . La probabilité de perdre des ions par diffusion sur les parois de la chambre en fonction du temps est donnée par la surface relative de la distribution de diffusion  $\frac{S_D(t)}{S_D(\infty)}$ ,  $S_D$  étant définie par :

$$S_D = \int_{t_1}^{t_2} \frac{n_i}{N_i} dt = (4\pi Dr)^{-1} (erf(z_1) - erf(z_2)) \quad (2.28)$$

avec  $z_1 = r(4Dt_1)^{-1/2}$  et  $z_2 = r(4Dt_2)^{-1/2}$  variables des fonctions d'erreurs. Le déplacement moyen des ions à un instant  $t$  étant :

$$\bar{r} = \left(\frac{16Dt}{\pi}\right)^{1/2} \quad (2.29)$$

Dans un cylindre de rayon  $r_0$  et de longueur  $\infty$ , le temps de diffusion le plus probable sur les parois est :

$$\bar{\tau}_D = \frac{\left(\frac{r_0}{2.405}\right)^2}{D} \quad (2.30)$$

L'énergie cinétique moyenne d'un ion à travers l'hélium sous un champ électrique  $E$  peut se représenter par l'équation suivante [Wan53] :

$$\bar{E}_i = 5.22 \times 10^{-13}(A_i + 4)(\mu E)^2 + 1.29 \times 10^{-4}T \quad (2.31)$$

Dans les conditions actuelles de fonctionnement du guide d'ions, l'énergie du mouvement thermique domine ( $E_c^{derive} \sim 0.5$  meV,  $E_c^{therm} = kT = 25$  meV).

P (mbar)	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\bar{r}$ (cm)	D ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )	$\bar{\tau}_D$ (ms)
100	3.45	0.87	5	35
300	1.15	0.50	5/3	105
500	0.69	0.39	1	170

TAB. 2.2 – Libre parcours moyen, rayon et temps moyens de diffusion en fonction de la pression d'hélium pour un temps d'évacuation de 30 ms. Le libre parcours moyen est calculé à partir des équations 3.1 et 3.2 du chapitre III.

L'équation 2.28 demeure valide tant que le champ électrique reste faible, c'est-à-dire tant que le rapport  $E/p \leq 1.5$  V/cm-mbar. Pour des valeurs plus élevées, les coefficients de mobilité et de diffusion ne sont plus constants [Lin84, McD73].

En l'absence de plasma, la diffusion et la neutralisation des ions au contact des atomes des parois constitue la principale source de perte. Au regard de ce qui précède, nous constatons que ces pertes peuvent être réduites par l'augmentation de la pression d'hélium, ou par l'utilisation d'un gaz tampon plus lourd (l'argon par exemple) tout comme par la réduction du temps d'évacuation.

## 2.5.2 Mobilité des ions dans un plasma peu dense

Comme nous l'avons dit précédemment, le faisceau primaire traversant la chambre crée un plasma plus ou moins dense suivant l'énergie et la masse du projectile utilisé. En se plaçant dans des conditions où l'effet plasma est peu dense, les électrons, du fait de leur masse, ont une mobilité beaucoup plus grande que les ions dans le gaz tampon (de 2 à 3 ordres de grandeur environ) [Mas79]. Par définition, un plasma tend à conserver sa neutralité, à savoir  $n_e = n_i = n$ . En effet, dans un plasma, un déplacement d'électrons par rapport aux ions engendre un champ électrique qui va forcer les électrons déplacés à revenir vers leur position d'origine de telle façon que la neutralité du plasma soit restaurée. Les flux de diffusion des ions et des électrons sont opposés et de telle sorte que :  $J_i = J_e = J$ , d'où :

$$J = -D_i \nabla n + \mu_i n E = -D_e \nabla n + \mu_e n E \quad (2.32)$$

Le flux peut donc s'écrire :

$$J = D_a \nabla n \quad (2.33)$$

où  $D_a$ , le coefficient de diffusion ambipolaire est défini par :

$$D_a = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e} \quad (2.34)$$

Dans un plasma, la diffusion de deux espèces est contrôlée par l'effet du champ électrique ambipolaire qui tend à égaliser les flux. En général,  $\mu_e \gg \mu_i$  et le coefficient ambipolaire à la forme :

$$D_a \simeq D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \quad (2.35)$$

Dans les conditions d'équilibre ( $T_e = T_i = T$ ), les ions définissent le coefficient ambipolaire :

$$D_a \simeq 2D_i \quad (2.36)$$

Et l'adjonction d'un champ électrique externe dans un plasma en vue de contrôler le mouvement des ions fait intervenir la longueur de Debye qui est définie par :

$$\lambda_D = \left[\frac{kT_e}{4\pi n_e e^2}\right]^{1/2} \quad (2.37)$$

L'équation 2.37 peut être ré-écrite sous une forme plus pratique :

$$\lambda_D = 740 \left(\frac{kT_e}{n_e}\right)^{1/2} \quad (2.38)$$

où les unités sont :  $cm$ ,  $eV$  et  $cm^{-3}$ . Cette longueur peut être rattachée à une autre caractéristique fondamentale d'un plasma, qui consiste à s'opposer naturellement à tout potentiel électrique externe. La diminution d'un potentiel externe  $S$  dans un plasma suit la formule :

$$S = S_0 e^{-x/\lambda_D} \quad (2.39)$$

où  $S$  représente le potentiel sur l'électrode.

Ces informations peuvent se révéler nécessaires pour les calculs des paramètres d'un guide d'ions ainsi que pour l'évaluation des résultats expérimentaux.

### 2.5.3 "L'effet de plasma"

La traversée et/ou la thermalisation d'ions lourds dans un gaz (comme les produits de réactions ou le faisceau primaire) engendre un plasma.



Les faisceaux d'ions lourds et les produits de recul possèdent un très fort pouvoir d'ionisation comparés aux faisceaux légers et donneront lieu à des plasmas plus denses (voir tableau 2.1).

Ainsi, après la traversée de la cible, et lors de leur passage dans la chambre du gaz tampon, les projectiles interagissent avec les atomes du milieu (l'hélium essentiellement) et les ionisent. Si l'intensité du faisceau est élevée, le dépôt d'énergie laissée est tel qu'il se crée un plasma d'ions et d'électrons suffisamment dense pour perturber le processus de thermalisation et d'extraction des produits de réactions sous forme d'ions  $1^+$ , affectant grandement l'efficacité du guide d'ions.

Dans un schéma simplifié, on peut se représenter un plasma comme un coeur d'ions entouré d'un nuage d'électrons libres ou quasi libres. Dans ce contexte, il est facile d'imaginer que bon nombre de résidus thermalisés et encore à l'état de charge  $1^+$ , se neutralisent en se recombinant avec ces électrons libres. La première observation et estimation de ce phénomène a été faite par K. Morita et al. [Mor87], puis contestée par K. Deneffe et al. [Den87b].

Si l'on compare la production d'ions séparés en masse en fonction de la quantité d'énergie déposée par le faisceau dans le gaz, on constate une chute d'un facteur 3 environ pour des dépôts d'énergie supérieurs à  $10^{18}$  eV/s, comme le montre la figure 2.8.

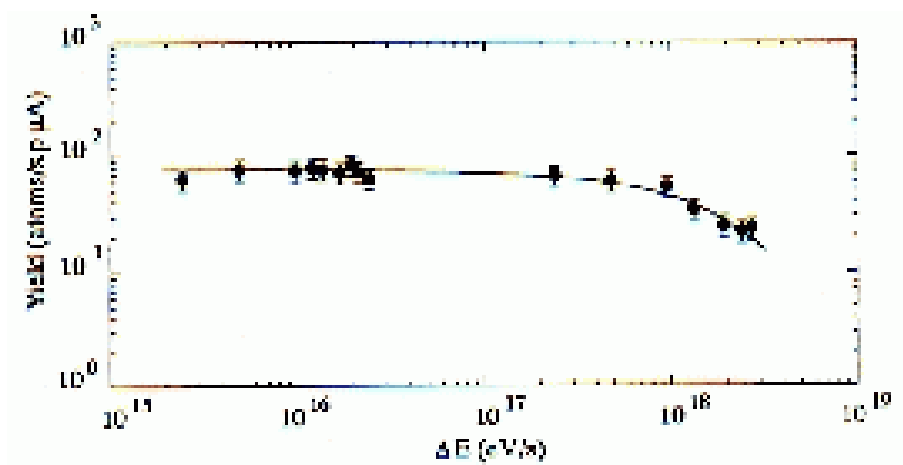


FIG. 2.8 – Evolution de la production du  $^{150}\text{Dy}$  en fonction de l'énergie déposée par le faisceau primaire dans la chambre d'arrêt. L'ensemble de points sur la gauche ont été obtenus en utilisant le tube canalisant le faisceau primaire. Ceux de droite correspondent à une mesure sans canal [B94].

Un plasma intense entraîne une chute de production. Cependant, contrairement aux prédictions de Morita et al. [Mor87], la production ne disparaît pas complètement. On constate également une baisse de l'efficacité de transmission due à une perturbation du champ électrique du skimmer, engendré par le plasma [Den97].

## 2.6 Transport des ions par flux d'hélium

### 2.6.1 Généralités

Après avoir étudié le devenir des ions dans l'hélium, nous abordons le devenir des ions survivants, entre le trou d'extraction du guide d'ions et le skimmer. Cette histoire est dominée par les pressions régnant dans les différentes enceintes, où plus exactement, par leurs rapports. C'est à ce moment que le pompage différentiel joue tout son rôle. La chambre du guide d'ions, maintenue à la pression  $P_{tc}$ , se vide dans l'enceinte d'évacuation à la pression  $P_1$  par un pompage primaire adéquat. Le rapport  $P_{tc}/P_1$  étant très élevé (de l'ordre de  $10^3$ ), le jet est appelé "jet sous-détendu" où détente de Prandtl-Meyer (détente supersonique) et dans ces conditions, la conductance du trou d'extraction de diamètre  $\phi_e$  est donnée par :

$$C(l/s) = 0.45\phi_e^2(mm) \quad (2.40)$$

### 2.6.2 Détente de Prandtl-Meyer

Nous nous intéresserons dans un premier temps, au jet du gaz tampon en l'absence du skimmer. Le noyau du jet est une zone à forte densité. Elle est suivie d'une zone de faible densité. Ce corps central est entouré par une zone de choc latéral et le disque de Mach. La formule suivante permet de déterminer la position de ce disque par rapport au trou d'extraction.

$$\frac{X_M}{D_e} = 0.67\left(\frac{P_{tc}}{P_1}\right)^{1/2} \quad (2.41)$$

avec  $X_M$  la distance trou-disque de Mach,  $D_e$  le diamètre du trou d'extraction,  $P_{tc}$  la pression dans la chambre d'arrêt, et  $P_1$  la pression dans l'enceinte d'évacuation.

Ainsi pour  $P_{tc} = 500$  mbar,  $P_1 = 8.10^{-2}$  mbar et  $D_e = 1.2$  mm (conditions courantes d'utilisation du guide d'ions lourds à Jyväskylä et en l'absence de skimmer), le disque de Mach est distant de 63 mm [RE88].

Il est également très intéressant de connaître la vitesse du gaz le long de l'axe du jet. La relation énergétique suivante décrit la vitesse entre la chambre du guide d'ions et un point d'abscisse  $x$  sur l'axe :

$$\frac{u^2(x)}{2} + \frac{a^2(x)}{\gamma - 1} = \frac{a_0^2}{\gamma - 1} \quad (2.42)$$

avec  $u(x)$  et  $a(x)$  respectivement la vitesse locale du gaz et célérité locale du son,  $a_0$  la célérité du son pour la température  $T = T_0$  et  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$  le rapport des chaleurs spécifiques. A  $T_0 = 300$  K,  $a_0 = 965$  m/s. Pour déterminer la vitesse locale du son, la connaissance de la température est nécessaire :

$$a(x) = \left(\frac{\gamma RT}{m}\right)^{1/2} \quad (2.43)$$

avec  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ ,  $R$  la constante des gaz parfaits,  $T$  la température et  $m$  la masse molaire. La température s'obtient par :

$$\left[\frac{T}{T_0}\right]^{\frac{1}{\gamma-1}} = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{k(\gamma)(x-x_0)^{-2}}{D_e^{-2}} \quad (2.44)$$

avec  $\rho$  densité au point  $x$ ,  $\rho_0$  densité au point  $x_0$  et  $k(\gamma) = \frac{(\gamma+1)^2(\gamma-1)}{18\gamma}$ .

La relation précédente nous montre que la température décroît très rapidement sur l'axe du jet et l'écoulement atteint très vite une vitesse limite  $u_L$  :

$$u_L = \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_0}{m}\right)^{1/2} = \left(\frac{2}{\gamma-1}\right)^{1/2} a_0 \quad (2.45)$$

$u_L = 1730$  m/s pour l'hélium.

Il faut cependant noter que la relation 2.45 n'est valable que dans une zone isentropique de dimension  $d \leq 0.9X_M$ . En effet, à l'approche du disque de Mach, de nouveaux phénomènes apparaissent et cette relation n'est plus applicable.

En fait, nous nous intéressons au mouvement des ions plutôt qu'au jet de gaz lui-même. Deux éléments jouent alors un rôle essentiel :

- la buse d'extraction, et
- le skimmer.

La géométrie de la buse d'extraction détermine la distribution des ions. Une forme convergente-divergente permet d'obtenir une distribution pour les ions sortants, très focalisée sur l'axe du skimmer [Val88].

Enfin, le skimmer influence la trajectoire des ions de par sa forme, sa distance par rapport au trou d'extraction et sa tension. Le skimmer se trouve généralement à une distance de l'ordre de 10 à 20 mm du trou d'extraction, or le disque de Mach est à plus de 60 mm (en l'absence du skimmer) : il y a formation d'une onde de choc et d'une zone de relative haute pression à la surface de ce dernier.

D'autre part, les tests réalisés à Meudon montrent que les angles internes et externes du cône du skimmer ne semblent pas jouer un rôle majeur sur l'efficacité [Cam84, RE88]. La tension négative appliquée va servir à guider les ions positifs vers l'orifice et les bords du skimmer.



# Chapitre 3

## La technique HIGISOL

Initialement conçu et installé à Grenoble auprès de l'accélérateur SARA [B94], le guide d'ions lourds a été adapté pour pouvoir fonctionner sur la voie IGISOL de l'accélérateur K=130 de l'Université de Jyväskylä. Le chapitre suivant a pour but de décrire les différentes parties composant le système IGISOL. Après avoir défini les systèmes de gaz et de pompage, nous nous attacherons à décrire en détails, les différents types de chambres de réactions et de recul, et plus particulièrement la chambre guide d'ions lourds avec les tests et les simulations réalisés afin d'optimiser l'écoulement et l'évacuation. Nous présenterons, également, le principe de l'extraction, avant de décrire le séparateur.

### 3.1 Le système de gaz et le pompage

Lors du fonctionnement du guide d'ions, l'hélium détendu passe à travers un piège refroidi à l'azote liquide et contenant des charbons actifs. La pureté initiale de l'hélium, de type commercial, vaut 4.6, c'est-à-dire, pure à 99.996 %. Les vannes  $V_2$  et  $V_3$  sont ouvertes et la vanne  $V_2'$  reste fermée (figure 3.1). La pression d'hélium sortant du détendeur est ajustée de façon à demeurer légèrement supérieure à la pression atmosphérique, prévenant toute pénétration d'impureté extérieure dans les conduites de gaz, et donc, dans le guide d'ions. Des précautions particulières doivent être prises lors du changement de bouteille d'hélium afin d'éviter toute entrée d'air. L'ajustement de la pression d'hélium à l'intérieur du guide d'ions s'effectue par télécommande d'une vanne placée à la haute tension.

Il nous est également possible d'injecter des traces de gaz marqueur, comme le xénon ou le krypton, ceci permet d'étalonner en masse le séparateur grâce à une sonde RMN. Une très faible quantité de gaz étant suffisante, une vanne micro-fuite règle le débit du gaz marqueur. Une électrovanne, commandée à distance, assure l'injection dans le guide d'ions de l'hélium et/ou du gaz marqueur.

Nous pouvons remarquer que tous les principaux paramètres du guide d'ions (pression d'hélium, tension et distance skimmer, injection du gaz marqueur, changement de bouteille, etc.) sont ajustables sous faisceau. Ceci supprime la nécessité de couper la haute tension et le faisceau permettant ainsi de conserver des conditions d'utilisation très stables, stabilité nécessaire pour ajuster les paramètres de contrôle du guide d'ions.

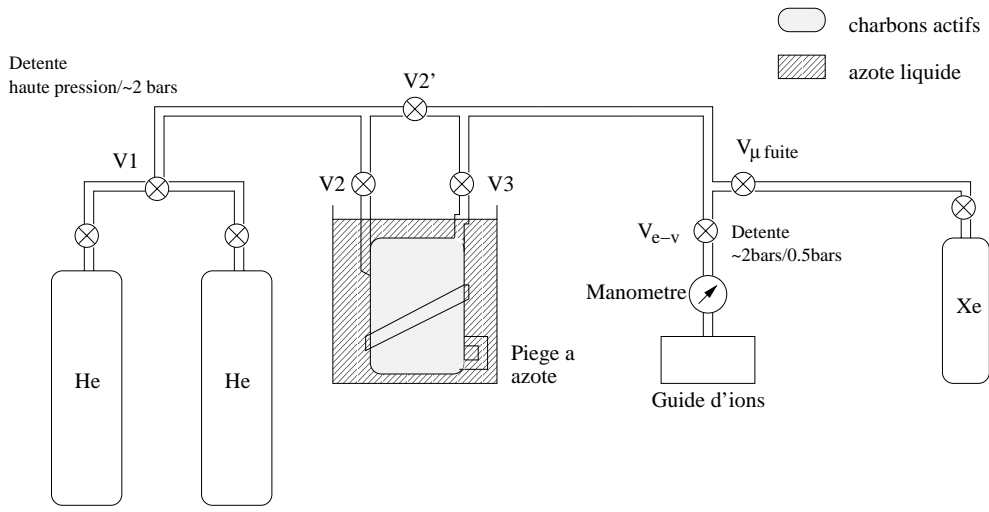


FIG. 3.1 – Schéma simplifié du système de gaz.

Le skimmer (écrémeur), porté à un potentiel négatif ( $\simeq 400$  V) écrème la plupart du gaz vecteur neutre (ici He) tandis que les produits de réactions sous forme d'ions monochargés, sont guidés vers l'électrode d'extraction.

Cependant, pour que les ions intéressants survivent jusqu'à l'électrode accélératrice, il faut maintenir un vide secondaire poussé entre le trou d'extraction et cette dernière, et pour cela, réaliser un pompage différentiel puissant, puisque la pression à l'intérieur de la chambre est élevée ( $\simeq 500$  mbar). Un ensemble de trois pompes "roots" (figure 3.2) ayant chacune une vitesse de pompage de  $4000$   $m^3/h$  et une pompe primaire en série ( $275$   $m^3/h$ ) permettent de maintenir une pression de l'ordre de  $10^{-1}$  à  $10^{-2}$  mbar entre le trou d'extraction et le skimmer. Les différentes pompes sont situées au sous-sol de la ligne IGISOL, et connectées à l'enceinte du guide d'ions par un tube de 2.9 mètres de long et de 300 millimètres de diamètre assurant une conductance globale de l'ordre de  $3000$   $m^3/h$ . Avec un débit de  $0.648$  l/s, une bouteille pressurisée à 150 bars assure le fonctionnement du système pendant 4 heures environ.

L'ensemble de pompage étant porté à haute tension, il est placé dans une cage de faraday et son alimentation se fait grâce à un transformateur d'isolement de 50 kVA en sortie.

Une fois passés au travers du skimmer, les ions monochargés sont dirigés vers l'électrode. Dans cet étage, une pompe à diffusion évacue l'hélium résiduel encore présent et maintient une pression de l'ordre de  $10^{-4}$  mbar. Le libre parcours moyen est donné par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{1}{N\pi\sqrt{2}d^2} \quad (3.1)$$

où  $N$  est le nombre d'atomes d'hélium par unité de volume et  $d$  le diamètre d'un atome d'hélium. Grâce à l'équation des gaz parfaits (à  $T = 300$  K), nous pouvons faire intervenir la pression  $P$ . Nous obtenons donc :

$$\lambda(cm) \simeq \frac{0.0345}{P(mbar)} \quad (3.2)$$

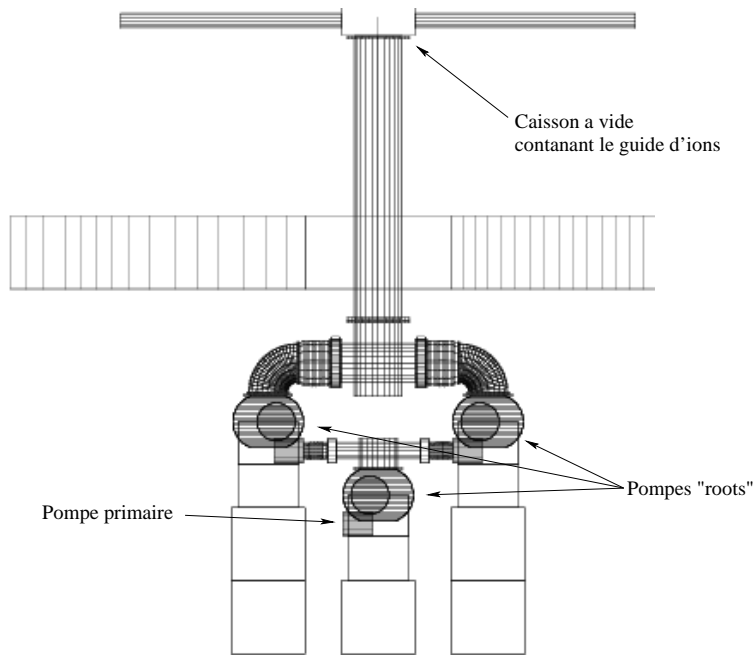


FIG. 3.2 – Plan du dispositif de pompage.

Pour  $P = 10^{-2}$  mbar, le libre parcours moyen est de 3.45 cm. Il apparaît suffisamment grand pour limiter la perte d'ions par recombinaison.

Les pressions dans les lentilles de Einzel et l'aimant sont de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $10^{-7}$  mbar.

## 3.2 Les différentes chambres

### 3.2.1 Guide d'ions "légers"

Le guide d'ions "légers" fût la première chambre mise en oeuvre à Jyväskylä. Au début des années 80 [Å81], les faisceaux légers étaient les seuls principalement disponibles et la conception de cette chambre relativement simple.

Lors de réactions de fusion -évaporation induites par ions légers, les produits formés ont une faible énergie de recul, typiquement de 0.5 à 5 MeV. Par conséquent, un petit volume suffit pour thermalisés les ions. Pour la chambre actuelle, il n'est que de  $1 \text{ cm}^3$  environ. En outre, la chambre possède deux cibles constituant les fenêtres d'entrée et de sortie. Ceci permet de changer de cible de très rapidement, sans casser le vide, simplement en faisant pivoter la chambre de 180 degrés sur son axe.

### 3.2.2 Guide d'ions "fission"

Pour des réactions de fission induites par ions légers, la chambre utilisée est constituée de deux compartiments pressurisés à l'hélium et isolées entre elles par une fenêtre mince. Son rôle est double : dégrader l'énergie des fragments de fission émis de manière isotro-

pique, et isoler le volume d'arrêt du volume de réaction. Ceci permet de prévenir l'effet de plasma, donc de limiter la recombinaison des ions avec les électrons libres.

Une ou plusieurs cibles - en général de l'uranium - peuvent être installées de manière à optimiser la production. A l'heure actuelle, cette chambre permet de délivrer un faisceau séparé en masse de 2700 ions/s/mbarn. Ceci correspond à une efficacité relative par rapport à la production initiale dans la cible de l'ordre de  $1.6 \cdot 10^{-4}$ .

### 3.3 La chambre HIGISOL

Le développement des techniques IGISOL pour des réactions de fusion-évaporation induites par ions lourds (HIGISOL) est resté longtemps freiné par ce que l'on nomme : "effet de plasma". Lors de telles réactions, les produits créés possèdent des énergies de recul importantes et sont donc fortement focalisés vers l'avant. Il faut un grand volume d'arrêt avec un gaz à relativement haute pression (He à 500 mbar) pour stopper la plus grande partie possible de ces noyaux. Le fait que les produits soient très focalisés le long de l'axe du faisceau différencie ce type de réactions des précédentes. Il faut séparer les ions du faisceau primaire pour empêcher ce dernier d'interagir avec le gaz tampon.

En effet, le faisceau primaire d'ions lourds engendre dans la chambre d'hélium pressurisée, un plasma dense (voir paragraphe 2.5.3) ; plasma suffisamment dense pour que la majorité des ions chargés  $1^+$  soit neutralisée avant leur évacuation, par le nuage d'électrons ; ceci réduit considérablement l'efficacité totale du système.

Le remède consiste donc à séparer le faisceau et les produits de réactions avant que ces derniers ne pénètrent dans la chambre de recul. Pour ce faire, le guide d'ions "fission" utilise deux chambres séparées par une cloison mince. Cette méthode ne pouvant s'appliquer aux ions lourds, deux autres parades ont vu le jour :

- l'installation d'un séparateur à gaz à haute efficacité [Mor92] et,
- la création d'un "design" de chambre capable de masquer l'enceinte d'hélium au faisceau primaire (méthode "shadow").

La première parade est, sans nul doute, la plus onéreuse mais d'une grande efficacité. A RIKEN, au Japon, c'est ce principe qui a été retenu [Mor92, Ina92].

A SARA, puis plus récemment à Jyväskylä, nous avons mis en oeuvre la seconde : à savoir la méthode "shadow" déjà utilisée par Sprouse et al. [Spr89].

Elle tire avantage de la grande différence des distributions angulaires du faisceau primaire et des produits de réactions, suite à leur diffusion multiple dans une cible relativement épaisse (de l'ordre de quelques  $mg/cm^2$ ).

#### 3.3.1 Méthode "Shadow" : principe

Les noyaux produits par réactions de fusion-évaporation induites par ions lourds, sont émis dans un cône centré le long de la direction du faisceau.

La largeur angulaire de ce cône dépend principalement de trois effets physiques :

- la divergence angulaire du faisceau primaire qui est définie par l'accélérateur et les optiques de la ligne,



- l'effet cinématique dû à l'évaporation de particules lors de la fusion. En considérant l'émission comme isotrope dans le centre de masse (c.m.) du système, des calculs ont montré que l'angle moyen de diffusion de ce phénomène pouvait s'exprimer dans le référentiel du laboratoire par [Ewa67, Han79] :

$$\bar{\alpha}(rad) = 0.39 \frac{A_c}{A_c - 1} \left( \frac{n\tilde{E}_n}{A_p E_p} \right)^{1/2} \quad (3.3)$$

où  $n$  est le nombre de neutrons évaporés avec une énergie moyenne  $\tilde{E}_n$  dans le c.m. (en MeV),  $A_c$  la masse du noyau composé,  $A_p$  celle du projectile, et  $E_p$  l'énergie du faisceau en MeV.

Cet angle dépend essentiellement du facteur  $A_p E_p$  et demeure indépendant de l'épaisseur de cible.

- enfin, le plus intéressant pour nous : la diffusion multiple des ions lors de leur traversée de la cible. Cette dernière peut être traitée de manière classique puisque  $\frac{Z_p Z_t}{137\beta} \gg 1$  pour le faisceau et les résidus ( $\beta = \frac{v}{c}$ ).

En effet, l'angle moyen de diffusion, différent pour le faisceau primaire et les noyaux produits, va permettre leur séparation. L'angle moyen de déflexion à mi-hauteur des particules diffusées est donné par l'expression suivante :

$$\tilde{\alpha}_{1/2}(deg) = \frac{Z_p Z_t}{E_p} \frac{1}{\sqrt{A_t}} \sqrt{\rho \Delta x} \quad (3.4)$$

où  $Z_t$  et  $A_t$  sont la charge et la masse de la cible, et  $\rho \Delta x$  l'épaisseur en  $g/cm^2$ .

La différence entre la distribution angulaire du faisceau et celle des résidus, est principalement due à la diffusion multiple dans la cible, la divergence du faisceau et l'évaporation de particules demeurant des effets mineurs. J. S. Dioniso et al. [Dio89] ont montré que le rapport des largeurs angulaires  $\alpha_p/\alpha_c$  du faisceau et des produits de recul après traversée de la cible pouvait être décrit par :

$$\frac{\alpha_p}{\alpha_c} = \frac{Z_p A_p}{Z_c A_c} \quad (3.5)$$

Une méthode pratique a été proposée par M. Langevin pour déterminer le demi-angle moyen au sommet  $\tilde{\alpha}_{1/2}$  du cône de diffusion [Lan81].

Par exemple, lors de la réaction  ${}^{94}\text{Mo}({}^{36}\text{Ar}, 2p3n){}^{125}\text{La}$  à 175 MeV et pour une épaisseur de cible de  $\sim 3 \text{ mg/cm}^2$ , l'angle moyen de diffusion du faisceau est de  $0.8^\circ$  alors qu'il est de  $9^\circ$  pour les résidus.

Cet effet cinématique nous donne un excellent moyen et une méthode simple pour empêcher le faisceau primaire d'interagir avec le gaz tampon. Les deux configurations techniques, dites "shadow", utilisées sont :

- un stoppeur, placé entre la chambre et la cible.
- un tube, traversant la chambre et permettant de canaliser le faisceau avec un facteur de suppression de plus de 99 %.

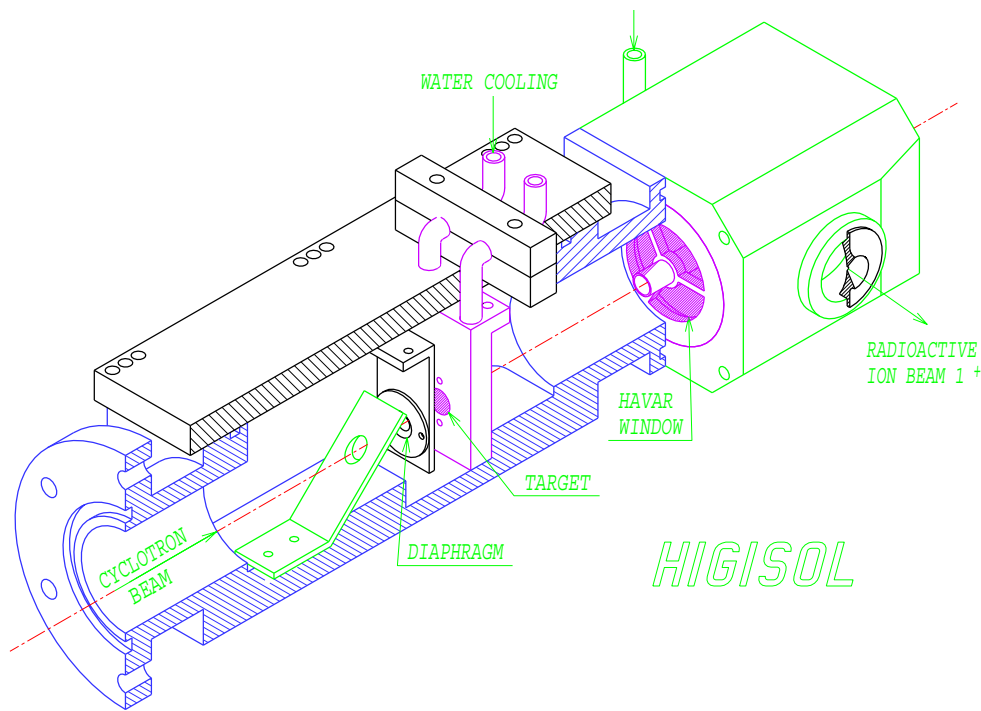


FIG. 3.3 – Synoptique du guide d'ions lourds.

### 3.3.2 Description de la chambre

La chambre (figures 3.3 et 3.4) se présente sous la forme d'un cylindre de 60 mm de long et de 50 mm de diamètre, dont l'axe de symétrie est identique à celui du faisceau primaire. Toujours le long de cet axe, un second tube de 6 mm de diamètre assure la canalisation de plus de 99 % du faisceau primaire jusqu'au "beam-dump". La cible et son support peuvent être positionnés à une distance variable (80 à 110 mm) de la fenêtre d'entrée de la chambre - appelée fenêtre mercedes - de par la forme du support de la feuille mince de havar. Le volume total de l'enceinte d'arrêt est de  $115 \text{ cm}^3$ . Le diamètre du trou d'extraction (dont l'axe, dans le plan horizontal, est perpendiculaire à celui du faisceau) est de 1.2 mm. Dans les conditions normales d'utilisation, la pression d'hélium à l'intérieur de la chambre est de l'ordre de 500 mbars et  $10^{-1}$  à  $10^{-2}$  mbar dans l'espace extraction-skimmer. Avec une conductance de  $C(\text{l/s})=0.648 \text{ l/s}$  (cf equation 2.40 avec  $\phi_e=1.2 \text{ mm}$ ), on en déduit que le volume total est évacué dans un temps moyen de 180 ms.

## 3.4 Le séparateur et le faisceau IGISOL

Lorsqu'un ion de charge  $q$  et de masse  $m$  pénètre dans l'aimant après avoir été accéléré par un potentiel  $U$ , sa vitesse est donnée par :

$$\frac{1}{2}mv^2 - \epsilon = qU \quad (3.6)$$

où  $\epsilon$  correspond à son énergie cinétique initiale.

L'ion ayant été thermalisé dans l'hélium,  $\epsilon$  est négligeable et nous obtenons donc :

$$v = \sqrt{\frac{2qU}{m}} \quad (3.7)$$

Or, la trajectoire d'un ion placé dans un champ magnétique  $B$  ( $\vec{B} \perp \vec{v}$ ) est un cercle de rayon de courbure  $R$  :

$$R = \frac{mv}{qB} \quad (3.8)$$

En utilisant les deux équations précédentes, nous obtenons finalement :

$$R = \frac{\sqrt{2U}}{B} \sqrt{\frac{m}{q}} \quad (3.9)$$

La sélection en masse s'effectue grâce à une fente située au niveau du plan focal de l'aimant. Avec une largeur de 9 mm, cette fente ne laisse passer que les ions de même rayon, c'est-à-dire de même rapport  $\sqrt{\frac{m}{q}}$  (équation 3.9). Pour des ions de charge identique, seuls ceux ayant la "bonne masse"  $m$  traversent la fente.

Un profileur, composé de 32 fils de tungstène espacés de 1 mm, peut être abaissé en aval de cette fente. Son fonctionnement est le suivant : lorsque des ions heurtent un fil, les collisions arrachent des électrons aux atomes des fils sous tension, créant un signal électrique. Ce signal, une fois amplifié, peut être visualisé sur un oscilloscope (mode X-Y). Nous obtenons donc une vue du profil du faisceau séparé en masse, à la sortie du plan focal de l'aimant.

Cependant, le nombre de produits de réactions est trop faible pour qu'un signal puisse être détecté. Nous utilisons donc du xénon injecté dans le guide d'ions. Le mécanisme est le suivant : les atomes de xénon sont ionisés par les produits de réactions et/ou les particules secondaires (électrons, ions diffusés, etc.), puis évacués comme ces derniers avant d'être à leur tour accélérés.

Le pouvoir de résolution en masse (MRP pour Mass Resolving Power) est déterminé à partir de la mesure de la largeur à mi-hauteur du pic de  $^{129}\text{Xe}^+$  :

$$MRP = \left( \frac{M}{\Delta M} \right) \quad (3.10)$$

Lors des diverses expériences menées en Finlande, le pouvoir de résolution était de l'ordre de 400 à 500 pour une pression d'hélium dans la chambre du guide d'ions de 500 mbars, une tension skimmer de l'ordre de -350 V et une tension d'accélération de 38 kV. Plusieurs facteurs influent sur ce pouvoir de résolution en masse, et donc, par conséquent, sur la qualité du faisceau IGISOL. La pression d'hélium dans la chambre guide d'ions joue un rôle majeur dans ce domaine. L'origine de la dispersion en énergie des ions provient du grand nombre de collisions survenant dans la zone à fort gradient de pression située entre l'extraction et le skimmer (voir détente de Prandt-Meyer au chapitre précédent). Il faut donc trouver le bon compromis sur la pression d'hélium nécessaire pour stopper la majeure partie des résidus sans détérioration importante de la qualité du faisceau secondaire.

La tension skimmer est assez similaire, de par ses effets, à la pression d'hélium. Une tension élevée contribue à améliorer la transmission, mais en contre partie, à cause des

collisions plus dures qu'elle provoque, elle favorise la dispersion en énergie (donc en vitesse) des ions avant leur accélération, dégradant ainsi le MRP.

Les recherches se poursuivent afin de tenter d'améliorer la résolution et la qualité faisceau sans baisse d'efficacité. Les paragraphes suivants décrivent les développements réalisés afin d'accroître le rendement global d'un système IGISOL.

### 3.4.1 Taux de production

Le tableau 3.1 donne les taux de production obtenus pour le  $^{125}\text{Ce}$  et le  $^{125}\text{La}$ , normalisés en fonction de l'intensité du faisceau primaire. Ces estimations ont été calculées en analysant l'intensité de deux raies  $\gamma$  de 57 et 67 keV, appartenant respectivement à la décroissance du  $^{125}\text{Ce}$  et du  $^{125}\text{La}$ .

Isotope	1996	1998	1999	Remarques
$^{125}\text{Ce}$ (10 s)	$6 \pm 3$	$8 \pm 2$	$2.7 \pm 1.5$	$\gamma$ -57.6 keV ( $I_\gamma=1.0$ )*
$^{125}\text{La}$ (76 s)	$153 \pm 15$	$420 \pm 20$	$530 \pm 25$	$\gamma$ -67.2 keV ( $I_\gamma=0.34$ )
Configuration	canal + anneau + skimmer		stoppeur + SPIG	

TAB. 3.1 – Comparaison de la production (en  $s^{-1}/10^{12}\text{pps}$ ) de la masse  $A=125$  en fonction de la configuration du guide d'ions et selon les années. (\* supposée). La réaction était  $^{94}\text{Mo}$  ( $3 \text{ mg/cm}^2$ ) +  $^{36}\text{Ar}$  (175 MeV) dans les trois cas.

## 3.5 Les recherches et développements : Perspectives

Dans un premier temps, nous analyserons les performances et les efficacités des différents systèmes, pour nous intéresser ensuite aux développements récents, tels que l'anneau, le stoppeur ou le SPIG, et terminer par les perspectives futures (électrodes de guidage).

### 3.5.1 Performances des différents systèmes

L'efficacité d'un système IGISOL se définit comme le rapport entre le nombre de noyaux séparés en masse arrivant à la station de comptage et le nombre de noyaux exotiques produits et sortant de la cible. Il est intéressant de décomposer l'efficacité globale en un produit de différents facteurs correspondant chacun à l'efficacité d'un processus physique ou d'une partie du système :

$$\epsilon = \epsilon_{recul} \cdot \epsilon_{stop} \cdot \epsilon_{1+} \cdot \epsilon_{sk} \cdot \epsilon_{sep} \quad (3.11)$$

Pour le guide d'ions légers, dans des réactions de fusion-évaporation induites par protons, des efficacités comprises entre 1 et 10 % ont été mesurées [Ä86b]. Avec des conditions favorables, la production est estimée autour de  $1 \text{ ion}/\mu\text{b}/\mu\text{C}$  pour un faisceau de protons de 20 MeV.

Pour les réactions induites par faisceaux  $^3\text{He}$  ou  $^4\text{He}$ , l'efficacité tombe aux alentours de 0.01 %; la différence d'énergie de recul n'expliquant pas à elle seule cette chute d'un facteur  $\geq 100$ . En 1995, une expérience comparative entre les efficacités des réactions  $^{180}\text{Hf}(^4\text{He}, 4n)^{180m}\text{W}$  et  $^{181}\text{Ta}(p, 2n)^{180m}\text{W}$  fût réalisée à Jyväskylä. Pour  $^4\text{He}$ , une efficacité maximale de 0.01 % a été mesurée alors que pour le faisceau de protons, l'efficacité était de 13 % [Den95]. Cet écart demeure jusqu'à présent inexpliqué.

Dans les réactions de fission, l'efficacité totale du système de l'Université de Jyväskylä, est de  $1.4 \cdot 10^{-2}$  % que l'on peut décomposer de la manière suivante : 30 % des produits de fission créés entrent dans la chambre d'arrêt, environ 1 % seulement de ceux-ci sont thermalisés dans l'hélium. Le taux de survie des ions monochargés et l'efficacité du système de transport et de séparation en masse étant estimée, quant à elle, à 4 %.

Les systèmes utilisant un guide d'ions "lourds" affichent des efficacités comprises entre 0.1 et  $\sim 1$  %.

Dans notre cas, le rendement maximal atteint avoisine le pourcent, ce qui correspond à une production de l'ordre 1 à 2 ions/s/mbarn/10 part.nA [Den98].

### 3.5.2 L'anneau de guidage

L'augmentation du pouvoir de résolution en masse, sans perte d'ions séparés, constitue un important domaine de recherches sur les systèmes IGISOL. Une meilleure focalisation des ions en amont du skimmer reste un moyen d'y parvenir. Nous avons placé un anneau métallique d'un diamètre interne de 6 mm, porté à une tension de l'ordre de 25 V entre la buse d'extraction et le skimmer (figure 3.4). Ceci permet d'une part, un meilleur transport des ions, et d'autre part, de réduire sensiblement la dispersion en énergie du fait de collisions moins dures. Cet anneau a d'abord été imposé par une vitesse de pompage insuffisante dans l'étage d'extraction. Des tests, en ligne et hors ligne (utilisation d'une source  $\alpha$  à RIKEN GARIS/IGISOL et auprès du guide d'ions fission à Jyväskylä), montraient que le MRP était plus que doublée, sans diminution de transmission [Den97, liv91].

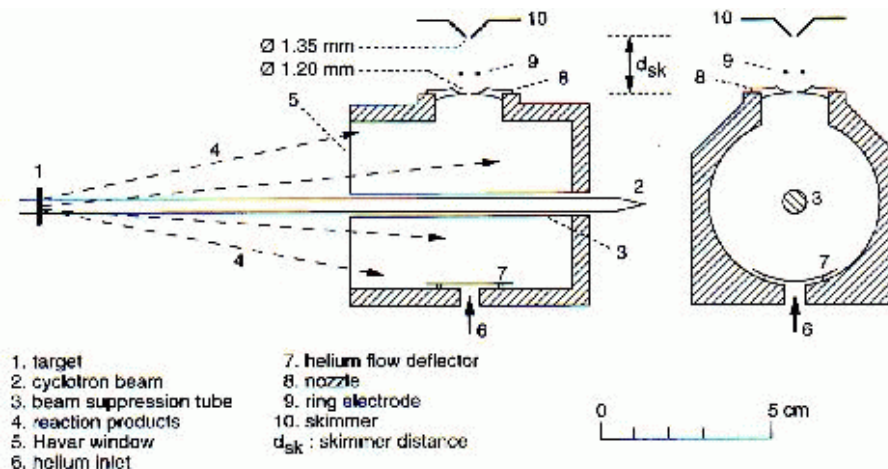


FIG. 3.4 – Coupes de la chambre d'arrêt montrant le positionnement de l'anneau de guidage par rapport à la buse d'extraction et au skimmer.

### 3.5.3 Le SPIG

Le SPIG (SextuPole Ion-beam Guide) est une alternative au skimmer. Développé initialement à l'Institut d'Etudes Nucléaires de l'Université de Tokyo, ce système est en fonctionnement au laboratoire de Leuven et depuis tout récemment à Jyväskylä. Il se compose de six barreaux uniformément distribués sur un cercle, ces barreaux étant connectés alternativement aux pôles positif et négatif d'un champ électrique radio-fréquence (RF). La figure 3.5 montre une coupe transversale du SPIG.

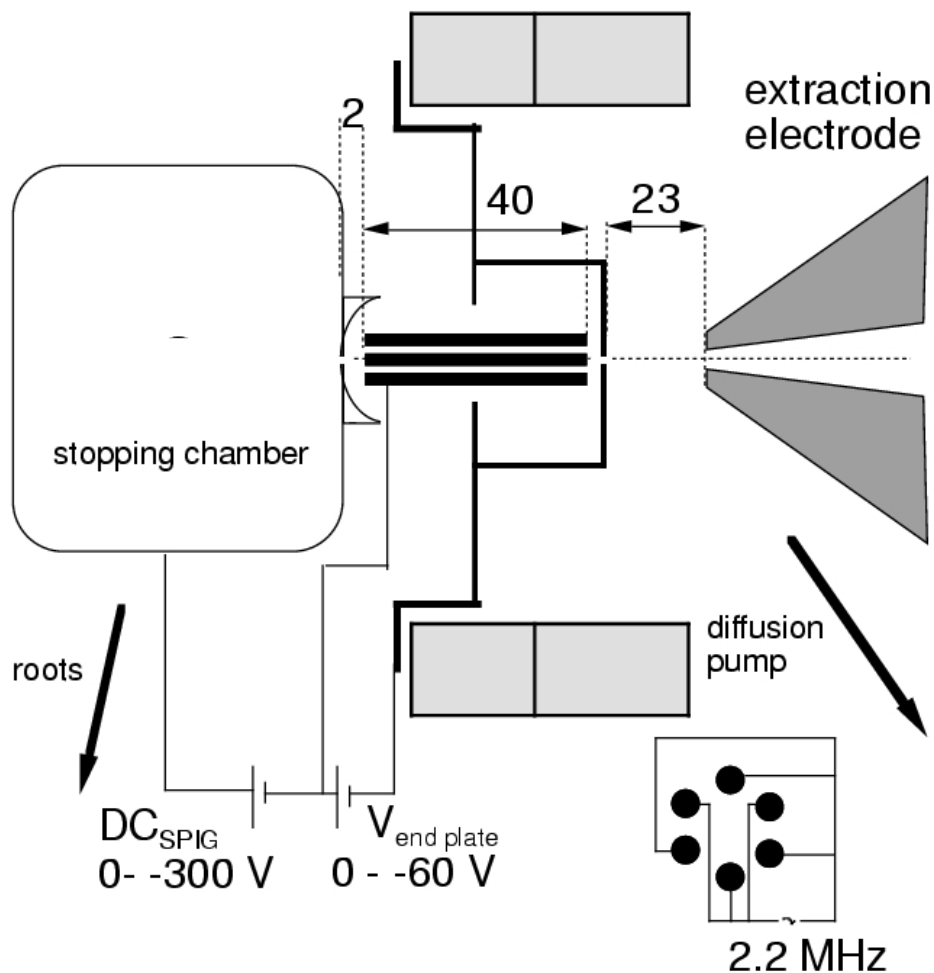


FIG. 3.5 – Schéma de principe du SPIG et du guide d'ions installés à Jyväskylä. Les distances sont données en millimètres.

Dans le SPIG, les ions subissent principalement les effets de deux forces : la force créée par le champ électrique et celle due au flux d'hélium. L'hélium encore présent à l'entrée du sextupôle minimise la dispersion en énergie des ions : elle n'est que de quelques eV alors que dans le cas du skimmer, elle était de l'ordre de 100 eV. Cet avantage permet d'augmenter considérablement le pouvoir de résolution en masse qui atteint 1400 à Louvain [Kud96] et 1100 à Jyväskylä, améliorant ainsi nettement la qualité du faisceau d'ions.

Le deuxième point fort du SPIG réside dans son facteur de transmission très élevé ; pour un guide d'ions "standard", ce facteur est de 40 % environ. Avec l'adjonction d'un anneau de guidage, il passe à 75 % [liv91] et à plus de 90 % dans le cas du SPIG [Hon93].

Cependant, le gros handicap du SPIG provient de son incapacité à briser les ions moléculaires formés dans la chambre d'arrêt à la fréquence de 2.2 MHz. Il en résulte une perte d'efficacité après séparation en masse, puisque ces ions moléculaires ont une masse différente de celle des ions à séparer. Ils seront donc perdus pour la détection (voir tableau 3.1) ; néanmoins, il semble que certaines fréquences permettent de pallier cet inconvénient [dB97]

### 3.5.4 Le stoppeur

Outre l'utilisation d'un canal, une autre approche pour prévenir l'interaction du faisceau primaire avec l'hélium, consiste à stopper le dit faisceau entre la cible et la chambre à l'aide d'un cylindre métallique masquant le moins possible la fenêtre d'entrée (figure 3.6).

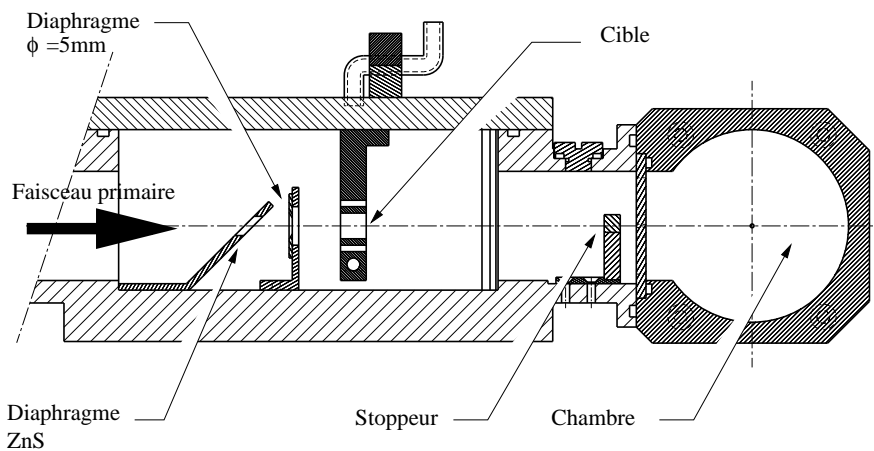


FIG. 3.6 – Coupe verticale du système guide d'ions + stoppeur.

Ce dispositif, testé avec succès à Jyväskylä, présente plusieurs avantages :

- l'absence du canal central évite de perturber le flux d'hélium qui demeure plus homogène et s'écoule plus rapidement (voir paragraphe 3.5.5 sur les simulations du flux d'hélium),
- la fenêtre mince à la sortie de la chambre précédemment traversée par le faisceau primaire n'a plus aucune utilité. Ainsi, l'intensité n'est donc de ce fait, plus limitée.

### 3.5.5 Simulations d'écoulement du flux d'hélium

Grâce à la collaboration de M. Buffat (UFR de Mécanique - Lyon 1), nous avons pu réalisé des calculs d'écoulement du flux d'hélium à l'intérieur de la chambre guide d'ions pour tenter de mieux comprendre et améliorer le flux gazeux. La figure 3.7 montre les résultats obtenus pour trois configurations différentes. Les couleurs symbolisent la composante horizontale de la vitesse. Son module est compris entre  $0 \text{ m.s}^{-1}$  (couleur rouge) et  $50 \text{ m.s}^{-1}$  (couleur bleue). Chacune de ces figures correspond à une coupe transversale dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Le cercle blanc central symbolise le tube canalisant le faisceau primaire.

Ces calculs se basent sur la résolution numérique des équations de Navier-Stokes à deux dimensions dans un volume fini. L'hélium est considéré comme un gaz parfait. La méthode utilise les équations de conservation de masse, d'énergie et de quantité de mouvement. Les paramètres d'entrée sont les suivants :

- $\eta$ , la viscosité de l'hélium,
- $v_i$ , la vitesse initiale du gaz,
- $P_{int}, P_{ext}$ , les pressions interne et externe,
- T, la température.

La géométrie (a) représente la configuration de base de notre chambre. Le flux est homogène et rapide : le temps d'évacuation est généralement inférieur à 10 ms. Néanmoins, trois zones en rouge sombre, de part et d'autres de l'entrée d'hélium, et en aval du canal, sont turbulentes et mal évacuées.

La configuration (b) est identique à la précédente, exception faite de la présence d'un déflecteur situé juste après l'injecteur d'hélium. Les calculs montrent que le flux est plus régulier sur un plus grand volume mais un peu plus lent. De plus, la zone entre le canal et le déflecteur est "morte" : les ions ont toutes les chances de se recombiner avant leur évacuation.

La figure (c) présente une chambre avec des angles adoucis au niveau de l'extraction. Dans ce contexte, il y a formation de deux courants très rapides (en bleu) autour du canal. Par contre, les zones tourbillonnaires sont plus importantes et par conséquent, cette géométrie est moins appropriée à une évacuation efficace des ions. Aux vues de ces simulations, deux constatations s'imposent : le canal est un élément perturbateur important pour l'écoulement de l'hélium et le flux est plus homogène lorsque l'injection est multipoint (configuration avec déflecteur).

La figure 3.8 montre les simulations réalisées avec la géométrie de base, mais sans le canal central. Un volume beaucoup plus important est évacué en un temps beaucoup plus court et les zones "perturbées" sont moins nombreuses. Avec ces calculs, le stoppeur apparaît comme une excellente solution pour améliorer l'évacuation globale des ions thermalisés dans l'enceinte.

Il est à noter que ces calculs ne prétendent pas à une description complète de la physique du guide d'ions. Il a été montré par notre groupe [B94] que les phénomènes de ré-ionisation jouent un rôle important que nous sommes bien incapables de modéliser. Néanmoins, ces simulations ont été produites en supposant qu'une évacuation plus rapide allait de pair avec une augmentation de l'efficacité.



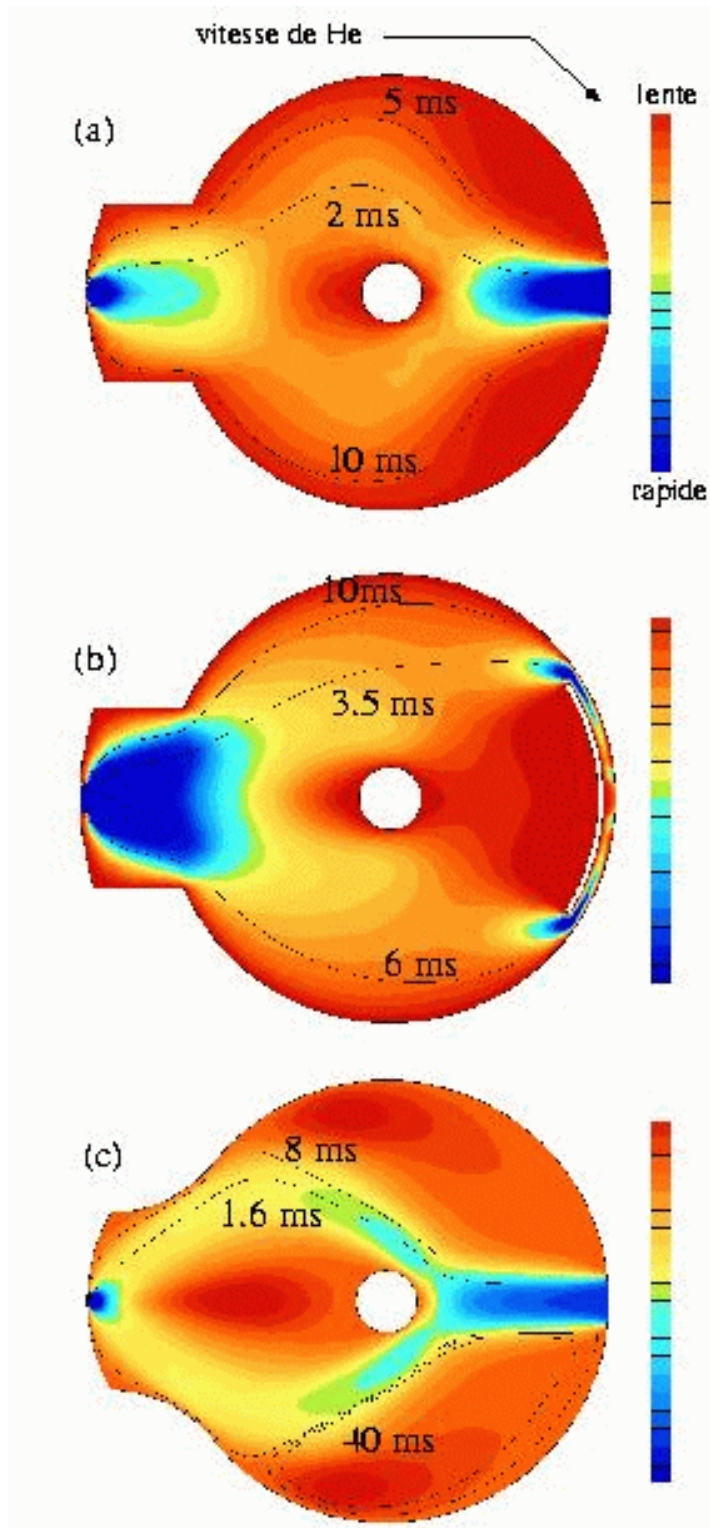


FIG. 3.7 – Simulations d'écoulement du flux d'hélium pour différentes configurations. Quelques trajectoires et leur temps d'évacuation associé sont représentées par les lignes noires.

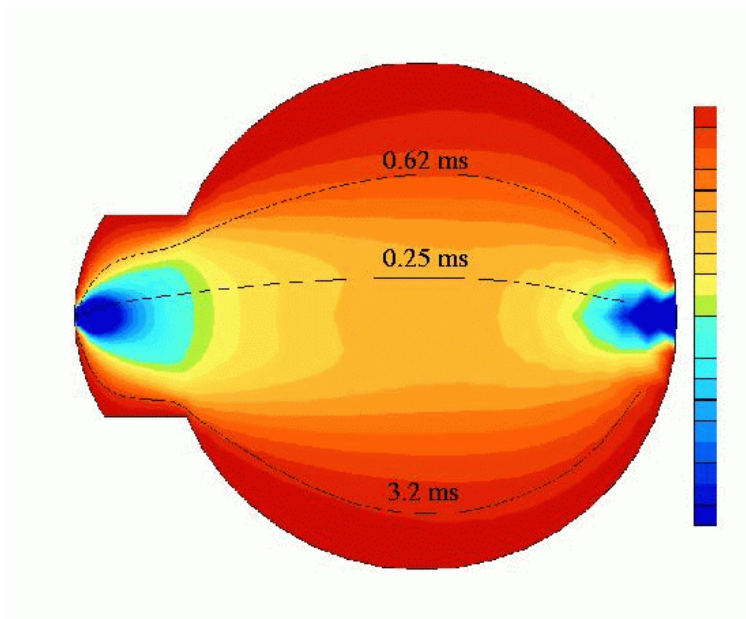


FIG. 3.8 – Simulation du flux He sur une configuration reprenant la géométrie (a) et en absence de canal central.

### 3.5.6 Electrodes de guidage

D'un point de vue général, le mouvement des ions thermalisés est gouverné par la viscosité du fluide, c'est-à-dire, par le mouvement thermique.

Les ions très éloignés de la buse d'extraction ou proches des parois ont peu de chance d'être évacués avant leur neutralisation soit en raison de la diffusion soit à cause de temps d'évacuation très longs.

Le principe recherché consiste à supplanter l'influence de la viscosité par une force électrique capable à la fois de réduire le temps de séjour des ions dans la chambre mais également de "récupérer" une partie des ions aux abords des parois.

Pour cela, nous utilisons un système d'électrodes soumises à un potentiel croissant. Ces électrodes (au nombre de 5), placées en aval du trou d'extraction, à l'intérieur de la chambre, ont pour rôle le guidage et l'accélération des ions thermalisés : les lignes de champ quasi parallèles aux vitesses d'écoulement de l'hélium favorisent leur transport. Des calculs réalisés avec SIMION (version 6.0) ont permis d'ajuster les différents potentiels appliqués aux électrodes. Ce système est actuellement en cours d'expérimentation à l'Université de Jyväskylä.

# Chapitre 4

## Etude du noyau $^{125}\text{La}$

### 4.1 Cadre général

Le cadre général de ce travail concerne la région de masse  $A \sim 120-130$  ( $Z \sim 57$ ) : un domaine de noyaux riches en protons, qui présentent de grandes déformations quadrupolaires ( $0.15 \leq \beta_2 \leq 0.35$ ) (voir figure 4.1) comme le confirme la récente découverte à Argonne, de la structure fine de la radioactivité proton directe du  $^{131}\text{Eu}$  [Son99] : le premier niveau  $2^+$  du  $^{130}\text{Sm}$  a permis d'extraire une déformation quadrupolaire  $\beta_2 = 0.34$ . Une manière simple de "pister" cette déformation est d'observer l'énergie d'excitation du premier état  $2^+$  dans les noyaux pair-pair (figure 4.2).

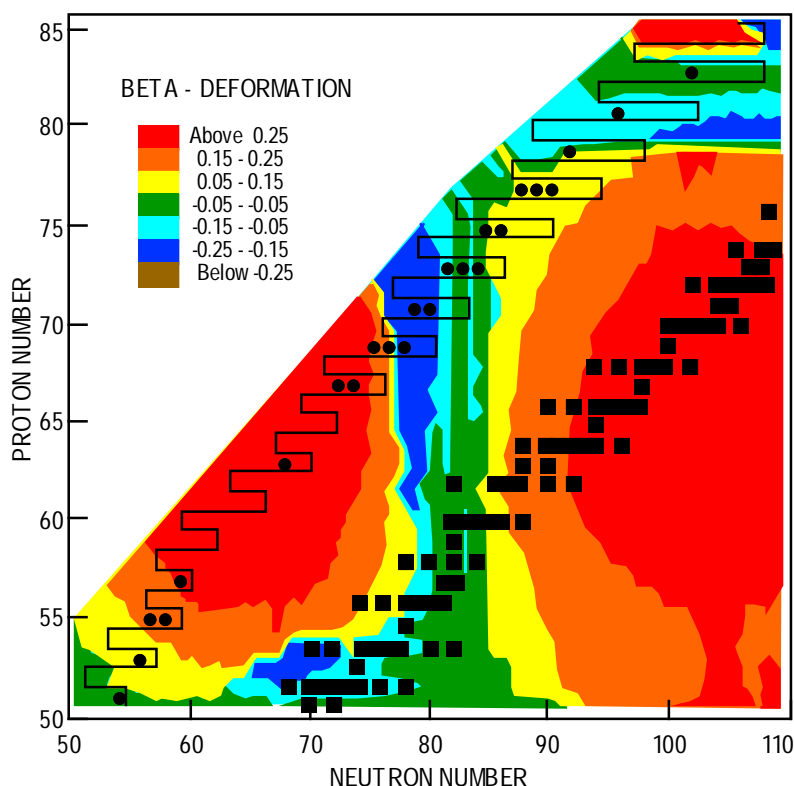


FIG. 4.1 – Paysage de la déformation dans la région des Terres Rares déficitaires en neutrons d'après les calculs de Möller et Nix [M95] et adapté par R. J. Irvine.

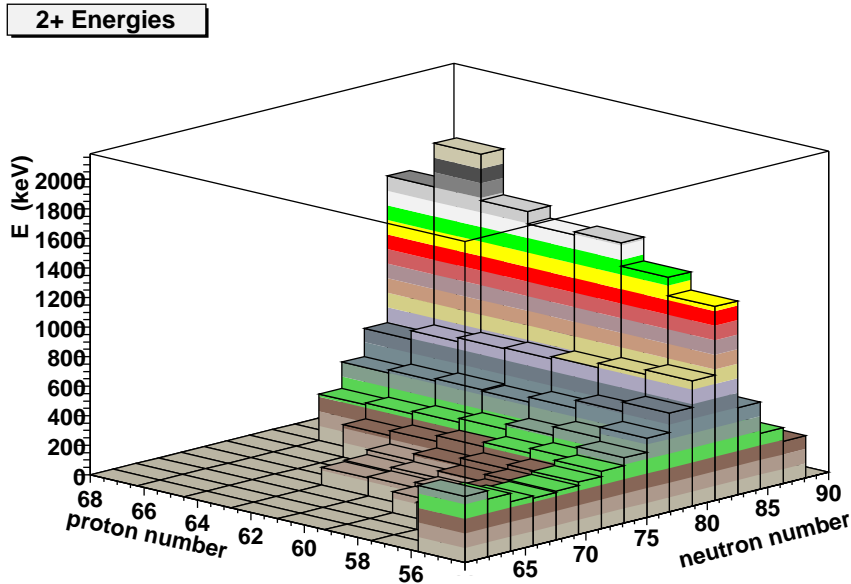


FIG. 4.2 – Paysage du premier état excité  $2^+$  dans les noyaux pair-pair de la région de masse  $A \sim 120-130$ .

De plus, dans ces noyaux, les nucléons (aussi bien protons que neutrons) peuvent occuper des orbitales de grand  $j$  (couche  $h_{11/2}$ ). Une autre façon de sonder la déformation consiste à étudier l'évolution systématique des états intrinsèques (état  $11/2^-$  par exemple). L'étude de la désintégration  $\beta$  constitue un outil incomparable pour localiser et fixer ces états, c'est-à-dire les têtes de bandes rotationnelles et ainsi remonter à la déformation quadrupolaire  $\beta_2$  et à l'asymétrie  $\gamma$ . Dans la région de masse  $A \sim 130$  dite "de transition", les protons de valence remplissent le bas de la couche  $h_{11/2}$ , ce qui tend à stabiliser le noyau dans une déformation prolata. A l'inverse, les neutrons de valence occupent le milieu ou le sommet de cette même couche, situation favorable à une déformation oblate ou triaxiale. Dans un tel contexte, nous assistons à des phénomènes de coexistence de forme; la forme à l'équilibre dépendant fortement de l'orbitale et de l'appariement des particules les moins liées. Les éléments de cette région présentent souvent une certaine mollesse vis à vis de l'asymétrie  $\gamma$ .

En outre, la couche  $h_{11/2}$  et sa situation par rapport aux autres sont uniques. En effet, c'est la seule couche de parité négative présente parmi plusieurs couches de parité positive, à savoir,  $d_{5/2}$ ,  $d_{3/2}$ ,  $g_{7/2}$ ,  $s_{1/2}$ .

Par conséquent, en ne considérant que le seul mode quadrupolaire (qui ne viole pas la parité du point de vue de l'interaction coeur-particule), l'étude des lanthanides revient à effectuer la spectroscopie d'une seule couche, en mettant en évidence la nature de couplage coeur-particule. Ainsi, on appelle "bandes découplées", les bandes rotationnelles où les mouvements du coeur et de la particule sont indépendants. Les isotopes impairs du lanthane demeurent le premier cas où ces bandes découplées ont été identifiées [Lei73] et interprétées en termes de couplage coeur pair-pair déformé + particule [MTV75]. Elles s'identifient par le fait que leur progression en spin et en énergie sont les mêmes que dans la bande rotationnelle du coeur p-p voisin (figure 4.3).

## 4.2 Etat des connaissances

Plusieurs recherches sur faisceau, dites "sur faisceau", ont été consacrées au  $^{125}\text{La}$  et plus généralement aux isotopes impairs du lanthane [Lei73, Sta96, Sta97, Har99]. A ce jour, plus de dix bandes rotationnelles ont été identifiées, et ce, jusqu'au spin  $71/2$  [Har99].

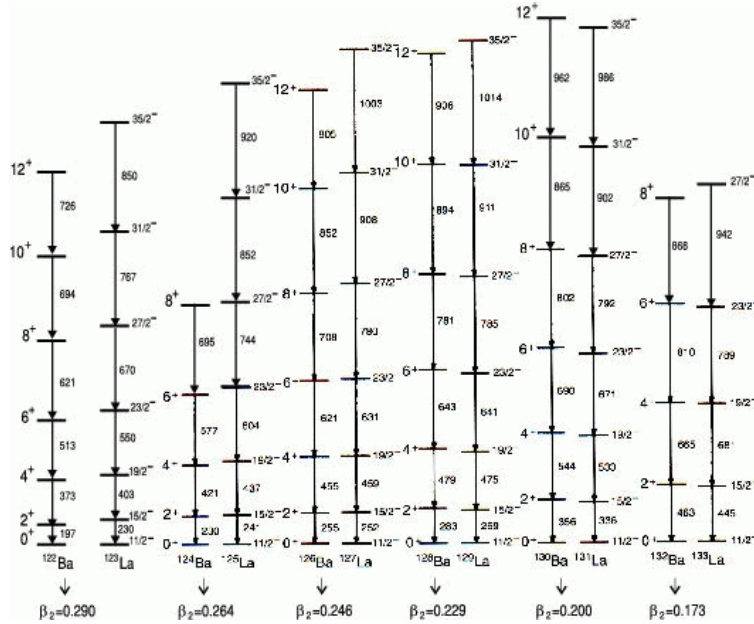


FIG. 4.3 – Systématique des bandes découplées dans les isotopes impairs du La. Les déformations quadrupolaires, calculées à l'aide de la formule semi-empirique de Grodzins, sont également indiquées.

Les expériences "in beam" et désintégration  $\beta^+/\text{CE}$  sont complémentaires. Les premières nous renseignent sur le comportement des noyaux à haute énergie d'excitation et haut spin tandis que les secondes donnent des informations sur les niveaux de bas spin dans une fenêtre en énergie plus restreinte limitée à  $Q_{\text{CE}}$ . La réunion de ces deux sources d'informations nous permet d'obtenir une vision globale des niveaux excités du noyau étudié.

Dans notre cas, les bas de schémas sont connus pour  $A \geq 127$  [Gen96, Giz97, Foi98], mais ceux du  $^{125}\text{La}$  et des isotopes plus légers restent à construire. M. Asai et al. [Asa93] ont proposé un schéma partiel du  $^{125}\text{La}$ , mais la liaison avec le schéma de haut spin ainsi que le spin et la parité de l'état fondamental demeurent inconnus à ce jour.

## 4.3 Description des dispositifs expérimentaux

### 4.3.1 Le faisceau et la cible

Pour mener à bien cette étude, nous avons réalisé plusieurs expériences auprès de l'accélérateur de l'Université de Jyväskylä en Finlande. Une cible de  $^{94}\text{Mo}$  de  $3.0 \text{ mg/cm}^2$ , enrichie à 97,6 %, était bombardée par un faisceau de  $^{36}\text{Ar}^{7+}$  ou de  $^{36}\text{Ar}^{8+}$  à 175 MeV, dé-

livré par le cyclotron K=130. Le  $^{125}\text{La}$  a été produit, après réaction de fusion évaporation, par les deux canaux suivants :

- production directe  $^{94}\text{Mo}(^{36}\text{Ar},3\text{p}2\text{n})^{125}\text{La}$ ,
- et par décroissance  $\beta^+/\text{EC}$   $^{94}\text{Mo}(^{36}\text{Ar},2\text{p}3\text{n})^{125}\text{Ce}$ .

Les produits de réaction, séparés en masse, sont ensuite implantés sur une bande de collection déroulable, ceci afin d'évacuer les activités parasites à longue durée de vie.

Pour tenter de répondre aux informations manquantes concernant le  $^{125}\text{La}$ , nous avons entrepris deux types d'expériences : la mesure des électrons de conversion en coïncidence avec les raies  $\gamma$  et la mesure, plus classique, des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  et  $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$ .

Nous décrirons, dans la suite de ce chapitre, les deux dispositifs employés ainsi que l'électronique associée et le système d'acquisition.

### 4.3.2 Spectrométrie électrons- $\gamma$

L'étude des électrons de conversion constitue du point de vue spectroscopique un outil extrêmement intéressant. En effet, grâce aux coefficients de conversion interne (CCI), il est possible de déterminer la multipolarité de la transition considérée, donc en général d'attribuer spin et parité aux niveaux concernés.

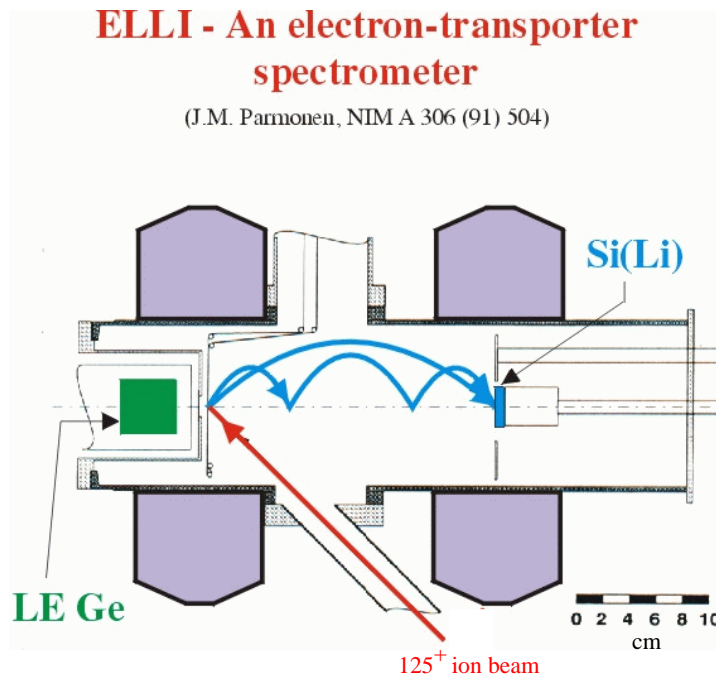


FIG. 4.4 – Coupe horizontale du spectromètre à électrons ELLI.

Le faisceau secondaire,  $A=125$ , accéléré à 40 kV, a été implanté sur la bande déroulable positionnée au centre de la première bobine du spectromètre à électrons ELLI [Par91].

ELLI est un dispositif combinant à la fois un système de transport magnétique et un détecteur Si(Li) à haute résolution (figure 4.4). D'une épaisseur de 4 mm pour une surface de  $300\text{ mm}^2$ , ce dernier se situe au centre de la deuxième bobine. Le courant traversant

Noyau	$E_\gamma$ (keV)	nature	couche	$E_e$ (keV)	valeurs CCI adoptées	$\epsilon_e$
$^{123}\text{Cs}$	201.2	E2	K	164.6	0.128	0.150(20)
$^{123}\text{Ba}$	243.1	M1, E2	K	205.9	0.072	0.210(60)
$^{124}\text{Cs}$	169.3	M1 (E2)	K	132.5	0.18	0.157(30)
$^{124}\text{Cs}$	189.0	M1, E2	K	153.4	0.14	0.093(20)
$^{124}\text{Ba}$	192.9	M1	K	155.9	0.14	0.180(30)
$^{124}\text{Ba}$	229.7	E2	K	192.5	0.085	0.199(20)
			L	224.0	0.019	0.163(20)
			M	228.6	0.004	0.163(40)
$^{124}\text{Ba}$	421.5	E2	K	382.6	0.0134	0.157(20)
			L	414.1	0.0022	0.200(40)
$^{124}\text{Ba}$	576.6	E2	K	536.5	0.00569	0.143(30)
$^{125}\text{Ba}$	67.2	E1	L	61.1	0.109	0.157(20)
$^{125}\text{Cs}$	77.6	M1 (E2)	K	41.6	1.6	0.125(20)
$^{125}\text{Cs}$	85.4	E2	K	49.1	1.9	0.136(10)
$^{125}\text{Ba}$	168.6	(M1)	K	131.0	0.2	0.120(20)

TAB. 4.1 – Liste des transitions [Fir96] ayant servi à la calibration en efficacité du détecteur Si(Li). Les valeurs adoptées des CCI ont été obtenues à partir des tables de Hager et Seltzer [Hag68], la nature des transitions provenant quant à elle des compilations NDS [nds93, nds97, nds99].

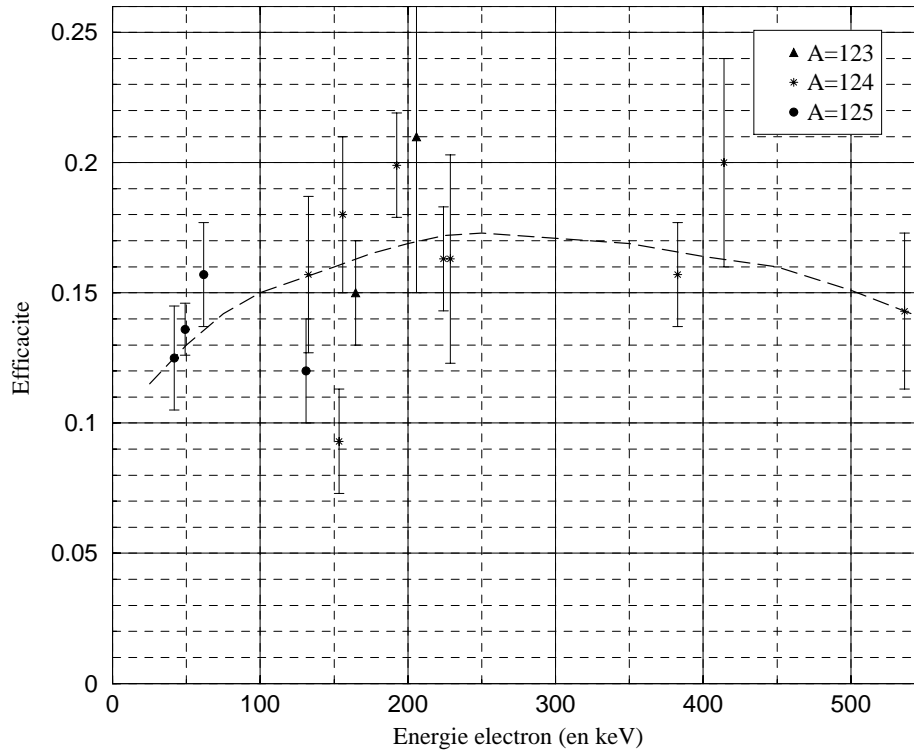


FIG. 4.5 – Courbe d'efficacité du détecteur Si(Li). La courbe en pointillé est là pour guider l'oeil.

les deux bobines crée un champ magnétique qui focalise les électrons émis sur le détecteur silicium. La calibration en énergie a été réalisée à l'aide d'une source de  $^{133}\text{Ba}$ ; la résolution en énergie était de 2.5 keV à 320 keV. A l'extérieur de l'enceinte sous vide, placé directement à l'opposé du détecteur Si(Li) et à moins de 10 mm du point d'implantation, un Germanium planaire (LEGe) permet de détecter en coïncidence les rayonnements  $\gamma$ . Ce détecteur composé d'un cristal de Germanium de 10 mm x 1000 mm<sup>2</sup> à une résolution de 530 eV à 53 keV.

La figure 4.5 montre la courbe d'efficacité du détecteur Si(Li). Cette courbe a été obtenue par l'analyse des électrons de conversion de transitions de multipolarité connue (référence NDS) dans les chaînes de masse A=123, 124 et 125 (tableau 4.1).

La chute d'efficacité observée à basse énergie ( $\leq 100$  keV) s'explique par la présence d'une zone morte de silicium d'une épaisseur de 6000 à 7000 Å à l'entrée du détecteur. Par ailleurs, des dépôts d'azote ou d'eau (sous forme de glace) peuvent également altérer la résolution au cours du fonctionnement et contribuer à la baisse d'efficacité.

La figure 4.6 présente la courbe d'efficacité absolue du détecteur LEGe. Cette courbe a été réalisé à l'aide d'une source mixte de  $^{133}\text{Ba}$  et de  $^{152}\text{Eu}$ .

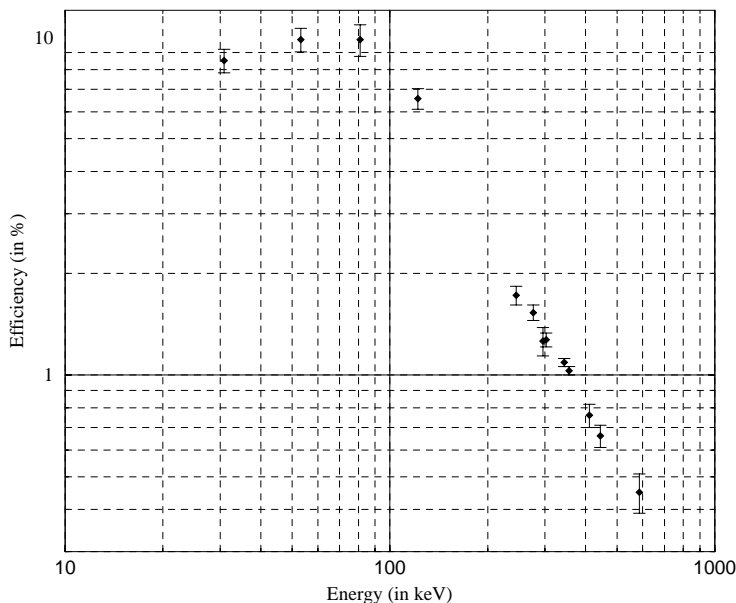


FIG. 4.6 – Courbe d'efficacité absolue du détecteur LEGe réalisé en utilisant une source mixte de  $^{133}\text{Ba}$  et de  $^{152}\text{Eu}$ .

### 4.3.3 Cycles et mesure de périodes

La mesure des séquences de croissance et de décroissance de l'activité apparait comme primordiale lorsque l'on désire extraire des périodes. Ainsi, des cycles de collection adaptés aux périodes à mesurer ont été synchronisés avec la pulsation du faisceau séparé (schéma 4.7).

L'horloge du cyclotron assure le contrôle de ces cycles. Le faisceau, "On" du temps 0 à t1, est ensuite coupé jusqu'au temps T. L'acquisition enregistre les événements de 0 à t2, avant d'être bloquée par le signal "véto" du dérouleur. Ce signal correspond au



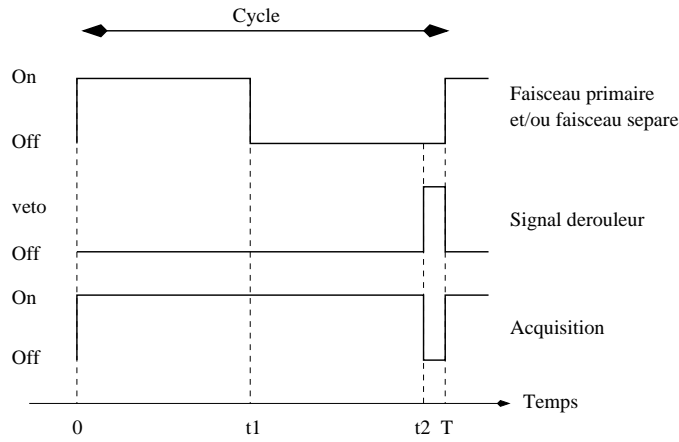


FIG. 4.7 – Description et chronologie des cycles utilisés pour les études spectroscopiques de la masse  $A=125$ .

déplacement de la bande de collection. A la fin du déplacement, le dérouleur transmet l'ordre de remise à zéro de l'horloge : un nouveau cycle commence.

Deux TDC (convertisseur temps-digital) codent les séquences de croissance-décroissance ("Cycles" sur les schémas d'électronique) et le nombre total de déclenchements par unité de temps ("Historique"). Cette dernière fonction est fort intéressante pour vérifier la bonne marche de l'expérience.

#### 4.3.4 Coïncidences $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$

Parallèlement à l'étude précédente, nous avons réalisé une expérience destinée à l'analyse des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ . Cette mesure complémentaire a permis de recueillir un grand nombre de données nouvelles sur la chaîne de masse 125 et sur le lanthane en particulier. Le dispositif de détection se compose de trois détecteurs Germanium, couplés à un détecteur  $\beta$ . Le faisceau, séparé en masse, est implanté sur une bande de collection suivant le même principe décrit dans le paragraphe précédent. Cette bande est positionnée au centre d'un scintillateur cylindrique de  $3\pi$  stéradians de type NE102 [Rad01], d'une épaisseur de 2 mm, qui assure une efficacité de détection  $\beta$  de l'ordre de 65 %. Les trois détecteurs Germanium, disposés sur un plan horizontal tout autour du scintillateur, se situent à une distance de 25 mm du point d'implantation.

L'utilisation d'un scintillateur couplé aux détecteurs  $\gamma$  présente deux intérêts majeurs : il "purifie" les spectres  $\gamma$  en minimisant les raies de bruit de fond et les coïncidences fortuites. Par ailleurs, il permet de détecter des transitions isomériques puisque ces transitions à longue durée de vie ne sont plus en coïncidence avec les  $\beta$  et disparaissent des spectres conditionnés.

En complément du détecteur LEGe, des détecteurs de 20 % et de 45 % ont permis d'obtenir les spectres de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ -t qui s'ajoutent aux spectres directs. La résolution du détecteur 45 % est de 2.1 keV à 300 keV.

Les pourcentages des détecteurs ci-dessus (20 %, 45 %) correspondent à leurs efficacités relatives par rapport à un étalon. Cette référence est définie par un cristal NaI de 7.6 cm

x 7.6 cm placé à une distance de 25 cm de la source émettrice. Ainsi l'efficacité relative  $\epsilon_r$  s'écrit :

$$\epsilon_r = \frac{(\epsilon_p)_{Ge}}{(\epsilon_p)_{NaI}} \quad (4.1)$$

où  $\epsilon_p$  est l'efficacité totale photopic pour la transition de 1.332 MeV du  $^{60}Co$ .  $(\epsilon_p)_{NaI}$  vaut  $1.2 \times 10^{-3}$ .

Un disfonctionnement, sans doute au niveau du pré-amplificateur intégré du Germanium 20 %, a rendu impossible l'exploitation de ses données, nous privant de statistique pour les coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ .

## 4.4 Electronique et acquisition

Les figures 4.8 et 4.9 présentent les schémas d'électronique des deux dispositifs. Les logiques employées pour les deux expériences se révèlent très similaires.

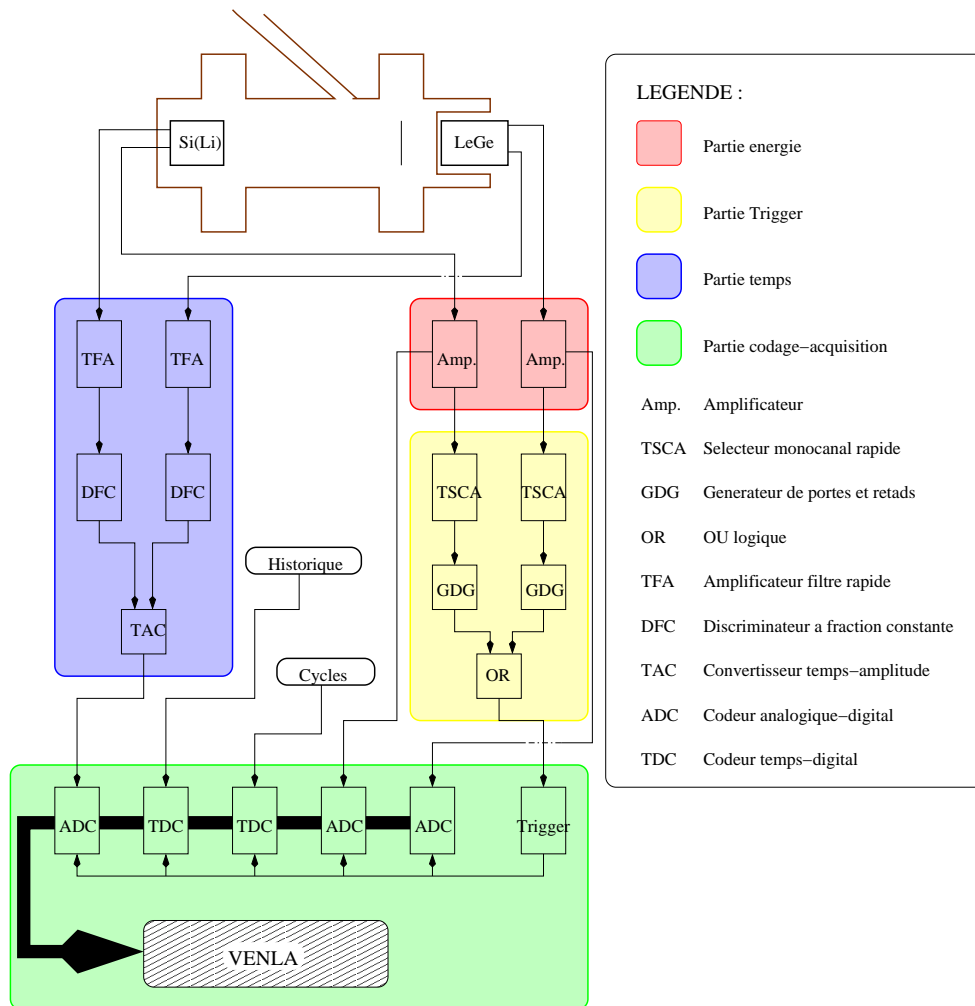


FIG. 4.8 – Schéma de l'électronique utilisée pour la détection électron- $\gamma$ .

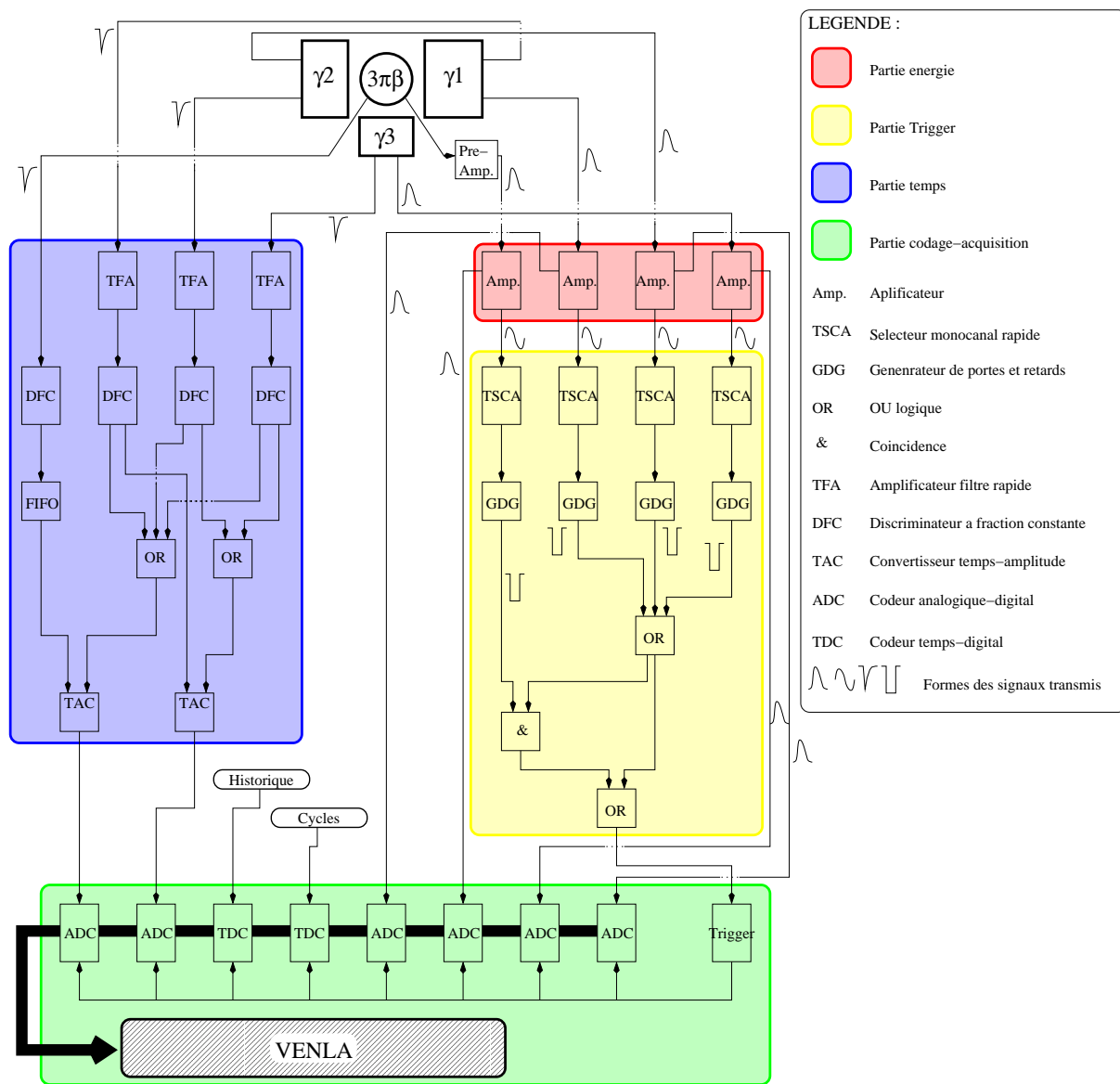


FIG. 4.9 – Descriptif de l'électronique dans l'expérience  $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$

Les signaux de chaque détecteur se divisent en deux après préamplification : la voie "énergie" et la voie "temps".

La voie "temps" est utilisée afin de déclencher ou de stopper un ou plusieurs convertisseurs temps-amplitude (TAC) ; des convertisseurs analogique-digital (ADC) codant par la suite ces signaux.

Après amplification, la voie "énergie" est divisée à son tour en deux branches. La première est directement codée par des ADC. La seconde (sortie bipolaire des amplificateurs) sert de "Trigger" à l'acquisition.

Toutes les données codées par les ADC et les TDC sont stockées à la fois sur bandes magnétiques et dans la mémoire vive d'une station de travail (visualisation et analyse en ligne). VENLA [Lob95] est un système d'acquisition capable de traiter simultanément dix paramètres bruts et toutes leurs combinaisons 2 à 2 et 3 à 3.

## 4.5 Présentation des résultats

Les résultats présentés ci-dessous sont la synthèse des données recueillies lors des différentes campagnes. Le tableau 4.2 indique les différents cycles de collection utilisés (voir paragraphe 4.3.3) pour les deux types de spectroscopies mis en oeuvre.

Spectroscopie	cycles utilisés
e- $\gamma$	10 s "beam on" + 10 s "beam off"
	70 s "beam on" + 70 s "beam off"
$\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$	1.5 s "beam on" + 1.5 s "beam off"
	10 s "beam on" + 10 s "beam off"
	25 s "beam on"

TAB. 4.2 – Description des cycles de collection utilisés lors des différentes campagnes sur la masse  $A=125$ .

### 4.5.1 Mesures des coefficients de conversion interne (CCI)

La figure 4.10 présente un spectre électron et le spectre  $\gamma$  associé.

Le tableau 4.3 présente les coefficients de conversion interne (voir paragraphe 1.3.3) mesurés pour certaines raies du  $^{125}\text{La}$ . Les valeurs théoriques des  $\alpha_K$  pour différentes multipolarités et les rapports  $\alpha_K/\alpha_L$  y sont également rassemblés. L'identification des raies électrons a été obtenue par différence d'énergie avec les raies  $\gamma$ , par coïncidences avec les ( $K_{\alpha-\beta}$ )La ainsi que par l'analyse des périodes de ces raies.

La transition isomérique de 107 keV bénéficie d'une description particulière au paragraphe 4.5.3.

Les CCI  $\alpha_K$  mesurés correspondent à des transitions de type E2 pure (325 keV) ou à un mélange M1+E2 (toutes les autres à l'exception peut-être des 57 et 194 keV). Dans le cas de mélange, le recouvrement des  $\alpha_K$  théoriques pour des transitions M1 ou E2 est trop important pour que l'on puisse extraire un paramètre de mélange  $\delta$  (voir figure 4.11).

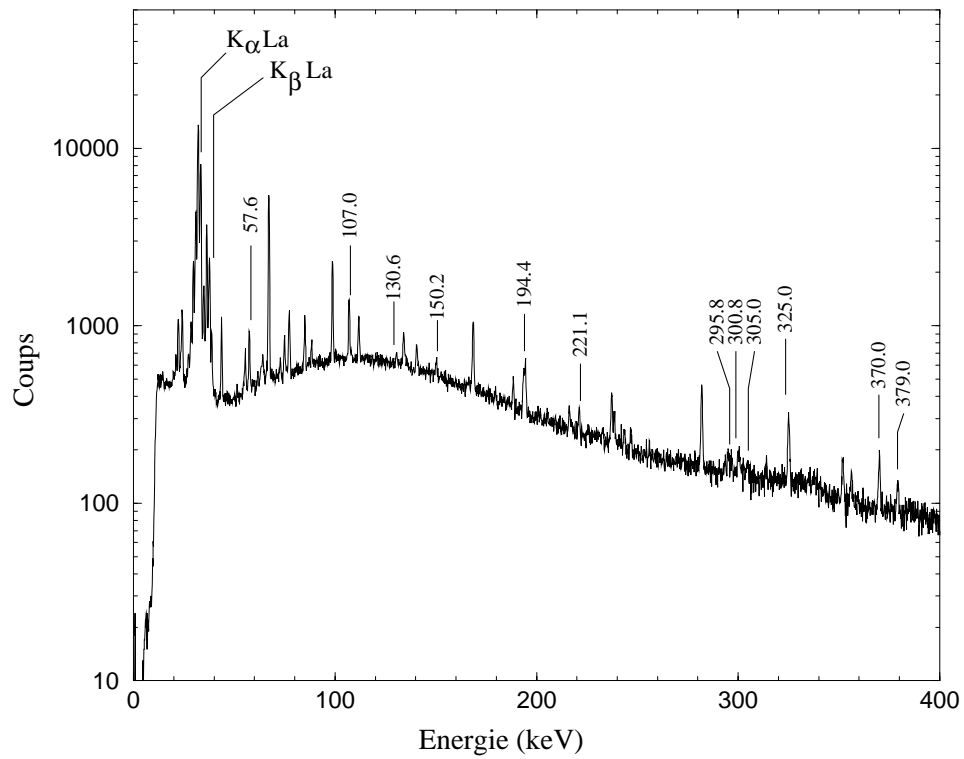
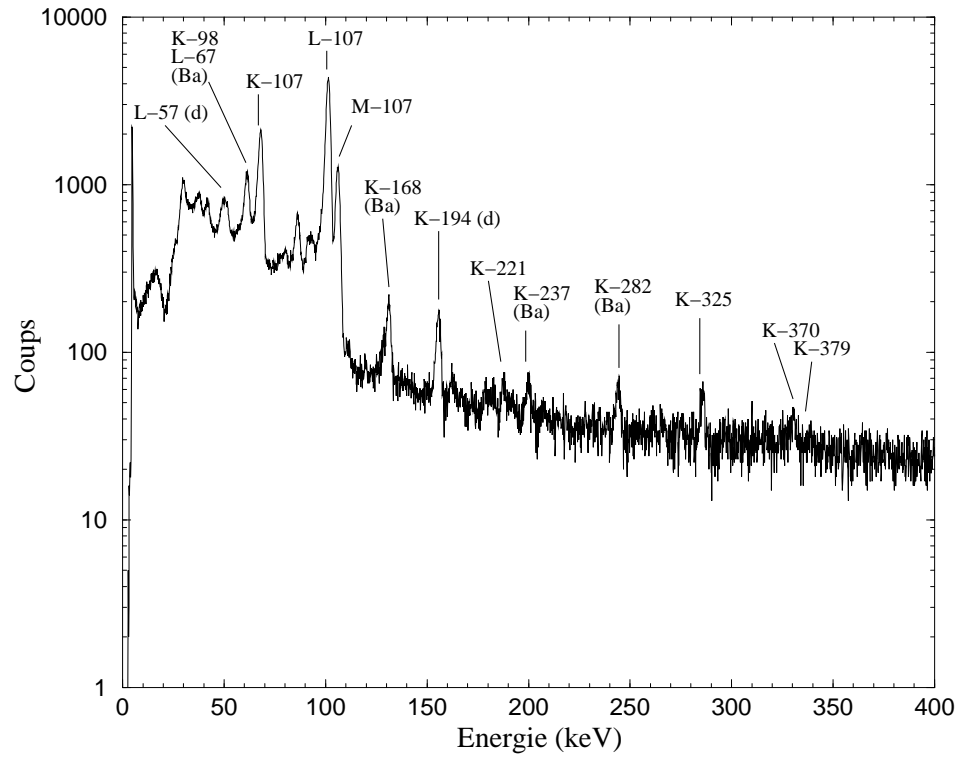


FIG. 4.10 – Spectres bruts électrons et  $\gamma$  associés à la chaîne de masse 125.

$E_\gamma$ (keV)	$\Sigma_e(\delta\Sigma_e)$	$\Sigma_\gamma(\delta\Sigma_\gamma)$	$\alpha_K$				$\alpha_K/\alpha_L$ (ou $\alpha_L$ )				Multi- polarité
			Exp.	E1	M1	E2	Exp.	E1	M1	E2	
57.6	4830(640)	2222(94)		.89	4.7	5.1	1.4(6)	0.135	0.65	7.5	M1(+E2)
107.0	35800(900)	3458(150)	5.5(15)	0.16	0.80	1.0	0.45(12)	6.84	8	1.42	E3
150.2	470(70)	640(80)	.21(8)	.066	.30	.34		7.1	7.5	3.0	M1+E2
194.4	1020(140)	1430(155)	.12(4)	.032	.146	.15	$\sim 4.5$	7.6	4.9	4.1	(M1+)E2
221.1	400(150)	530(50)	.09(3)	.023	.11	.099					M1+E2
300.8	180(50)	290(50)	.05(2)	.010	.047	.057		7.4	7.5	5.0	M1+E2
304.8	170(50)	180(50)	.08(4)	.0099	.045	.036					M1+E2
325.0	470(40)	1170(50)	.030(6)	.0083	.038	.029	3.3(6)	7.5	7.5	5.3	E2
370.0	250(100)	617(40)	.024(10)	.0060	.027	.020					M1+E2
379.0	77(23)	295(35)	.015(7)	.0057	.026	.019		7.8	7.7	5.7	M1+E2

TAB. 4.3 – Analyse des CCI pour les principales raies du  $^{125}\text{La}$ . Pour la transition de 57.6 keV, les colonnes  $\alpha_K/\alpha_L$  correspondent aux valeurs de  $\alpha_L$ .

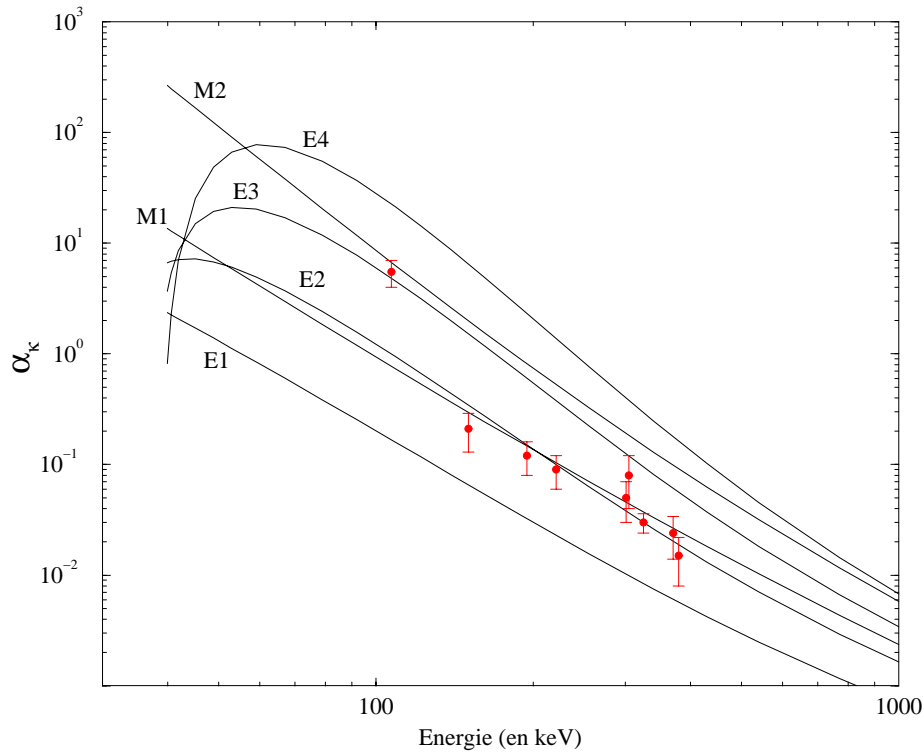


FIG. 4.11 – Comparaison des CCI  $\alpha_K$  mesurés dans le  $^{125}\text{La}$  avec les valeurs théoriques.

## 4.5.2 Analyse des coïncidences

Le positionnement et l'identification des raies proviennent de l'analyse des coïncidences : coïncidences  $\gamma$ - $e^-$ ,  $\gamma$ - $\gamma$ ,  $\gamma$ -( $K_{\alpha-\beta}$ )La,  $e^-$ -( $K_{\alpha-\beta}$ )La.

Les deux tableaux ci-dessous (tableaux 4.4 et 4.5) rapportent la liste des coïncidences pour les raies électrons d'une part et pour les raies  $\gamma$  d'autre part. Les intensités sont rapportées dans le tableau 4.6.

Gates $E_e$ (keV)	$E_\gamma$ (keV)	Raies $\gamma$ en coïncidences
50.2	L-57.6	22.2, 24.5, ( $K_{\alpha-\beta}$ )La, 150.2
68.2	K-107.0	22.2, 23.3, ( $K_{\alpha-\beta}$ )La
101.2	L-107.0	22.2
155.5	K-194.4	22.2, ( $K_{\alpha-\beta}$ )La, 130.6
187.8	L-194.4	( $K_{\alpha-\beta}$ )La, 130.6
261.1	K-300.8	( $K_{\alpha-\beta}$ )La, (125.3)
265.9	K-304.8	( $K_{\alpha-\beta}$ )La
285.3	K-325.0	( $K_{\alpha-\beta}$ )La, 221.1, (300.8)
319.2	L-325.0	( $K_{\alpha-\beta}$ )La, (300.8)
330.2	K-370.0	24.5, ( $K_{\alpha-\beta}$ )La, 57.6, (221.1)

TAB. 4.4 – Tableau de coïncidences entre les électrons de conversion et les raies  $\gamma$  pour le  $^{125}\text{La}$ .

Gates $E_\gamma$ (keV)	Raies $\gamma$ en coïncidences
( $K_{\alpha-\beta}$ )La	57.6, 150.2, 194.4, 221.1, 300.8, 325.0, 370.0, 379.0
57.6	150.2, (370.0), (379.0)
107.0	( $K_{\alpha-\beta}$ )La
130.6	(150.2), 194.4, (221.1)
150.2	57.6, (130.6)
194.4	130.6, (300.8)
221.1	(130.6), 325.0, (370.0)
246.5	370.0, (379.0)
300.8	325.0, 379.0
304.8	(57.6), (150.2)
325.0	221.1, 300.8
370.0	(57.6), 246.5
379.0	(57.6), (246.5), (300.8)

TAB. 4.5 – Tableau de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  pour le  $^{125}\text{La}$ .

$E_\gamma$ ( $\Delta E$ )	$I_\gamma$	$\alpha_T$	$I_T$ ( $\Delta I_T$ )
57.6 (1)	22.1	$\sim 6-7$	100 (10)
107.0 (1)	167	20.8	1500 (150)
125.3 (2)	5.2	*	-
130.6 (1)	8.8	*	-
150.2 (1)	14.6	$\sim 0.45$	12.7 (15)
194.4 (1)	65.2	0.18	46.3 (52)
221.1 (2)	19.4	0.12	13.1 (15)
246.5 (2)	16.5	$\sim 0.1$	11.0 (15)
300.8 (2)	39.8	0.055	25.3 (28)
304.8 (2)	12.0	0.05	8.3 (35)
325.0 (2)	100	0.04	62.6 (55)
370.0 (2)	53.1	0.03	33.0 (35)
379.0 (2)	28.1	0.026	17.4 (20)

TAB. 4.6 – Tableau des intensités des principales raies observées dans le  $^{125}\text{La}$ . (\* raies électrons complexes).

### 4.5.3 La transition isomérique de 107 keV

Récemment, il a été suggéré l'existence d'une transition isomérique de 107 keV dans la chaîne de masse  $A=125$  [B98]. Notre objectif est d'assigner le  $Z$  de cet isomère grâce à la mesure des électrons de conversion.

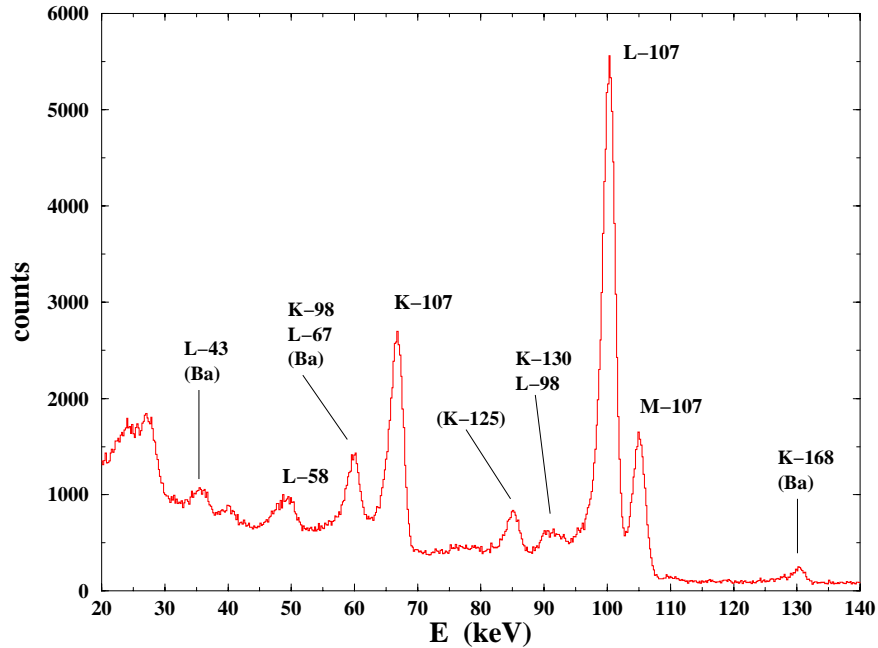


FIG. 4.12 – Spectre électron partiel obtenu avec ELLI montrant les trois raies électrons de la transition isomérique de 107.0 keV.



La figure 4.12 montre une partie du spectre électron. Les trois nouvelles raies de 68.2, 101.7, 106.2 keV correspondent aux électrons de conversion K, L, M respectivement, de la transition de 107.0 keV.

La différence en énergie de ces trois raies ( $33.5 \pm 0.3$  keV et  $4.5 \pm 0.3$  keV) est en parfait accord avec les valeurs correspondant aux différences K-L et L-M du lanthane (cf. tableau 4.7). Par ailleurs, la coïncidence de la raie électron de 68.2 keV avec les raies X  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  du lanthane confirme son appartenance cet élément (voir figure 4.13).

Le tableau 4.8 résume les valeurs mesurées des différents CCI ainsi que leurs rapports et les compare aux valeurs théoriques [Hag68, Dra69].

$\Delta E$	Exp.	Ce	La	Ba
$E_L - E_K$	$33.5 \pm 0.3$	34.50	33.24	32.00
$E_M - E_L$	$4.5 \pm 0.3$	4.71	4.53	4.34

TAB. 4.7 – Comparaison des différences d'énergie  $E_L - E_K$  et  $E_M - E_L$  en fonction du numéro atomique.

$E_\gamma (\Delta E_\gamma)$ (keV)	Couches électrons	CCI et rapports	Expérience		Théorie				
					E2	E3	E4	M1	M2
107.0 (.1)	K	$\alpha_K$	$5.5 \pm 1.5$	1.0	4.8	22	0.80	6.5	42
	L	$\alpha_L$	$12.1 \pm 2.0$	0.47	10.9	189	0.10	1.48	20.8
	M	$\alpha_M$	$3.3 \pm 0.6$	0.15	3.5	74	0.024	0.35	6.5
		L/K	$2.2 \pm 0.5$	0.47	2.27	8.6	0.125	0.227	0.495
		M/K	$0.6 \pm 0.3$	0.15	0.729	3.36	0.030	0.054	0.155

TAB. 4.8 – CCI de la raie  $\gamma$  de 107.0 keV. Les valeurs théoriques sont extraites de la référence [Hag68]. La valeur de la couche M inclut les CCI des couches N et O [Dra69].

A partir des données  $e^-$ -T, nous avons pu extraire la période de cet isomère et remesurer celle du  $^{125}\text{Ce}$ .

Les trois raies électrons présentent la même distribution en temps dans les spectres de croissance-décroissance. La figure 4.14 montre la somme de ces trois contributions et l'ajustement réalisé.

La courbe a été ajustée par une méthode de minimisation du  $\chi^2$ , en utilisant deux composantes exponentielles et un bruit de fond (constant). Pour la composante longue, la période mesurée est de  $T_{1/2} = (9.6 \pm 0.4)$  s. Elle est en très bon accord avec les précédentes mesures (voir tableau 4.9). Ceci correspond à la désintégration  $\beta^+$ /CE du  $^{125}\text{Ce}$  qui alimente pour 60 %, l'isomère [Can99].

La composante courte,  $T_{1/2} = (390 \pm 40)$  ms, représente la période de la transition isomérique. Tout l'intérêt de la technique HIGISOL, par rapport aux sources d'ions classiques, réside dans sa capacité à extraire très rapidement des éléments réfractaires à courte durée de vie [Ich92].

La nature E3 de cette transition nous permet d'extraire un facteur d'interdiction  $F_W = 1.0 \pm 0.2$ . Ce facteur correspond au rapport de la période mesurée et de l'estimation Weisskopf. Nous discuterons de ce résultat à la fin de ce chapitre.

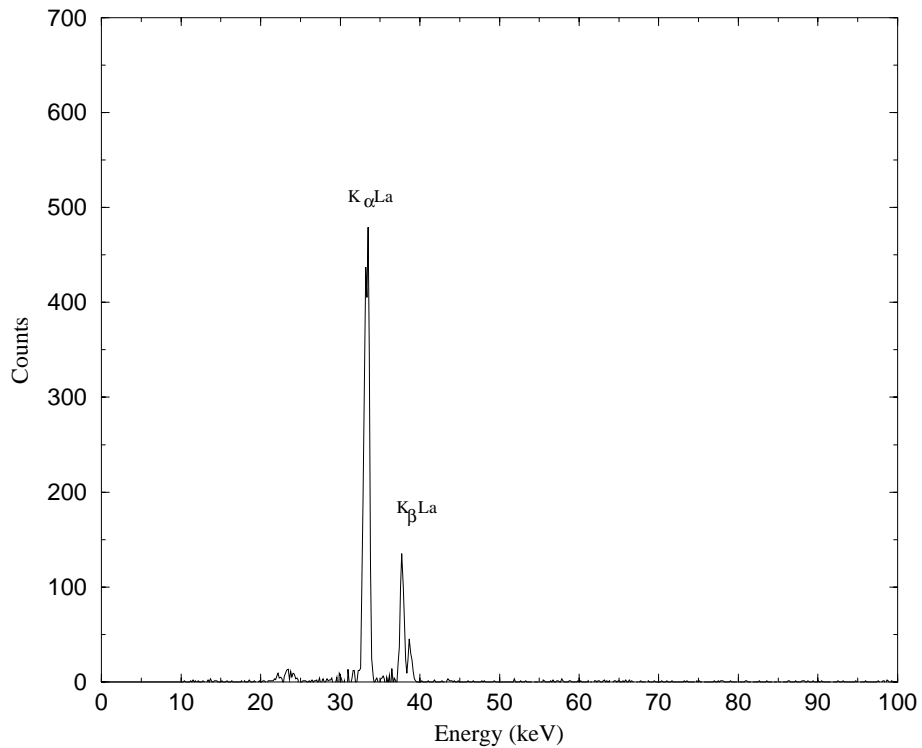


FIG. 4.13 – Spectre  $\gamma$  en coïncidence avec la raie électron de 68.2 keV correspondant aux électrons K de la transition  $\gamma$  de 107.0 keV.

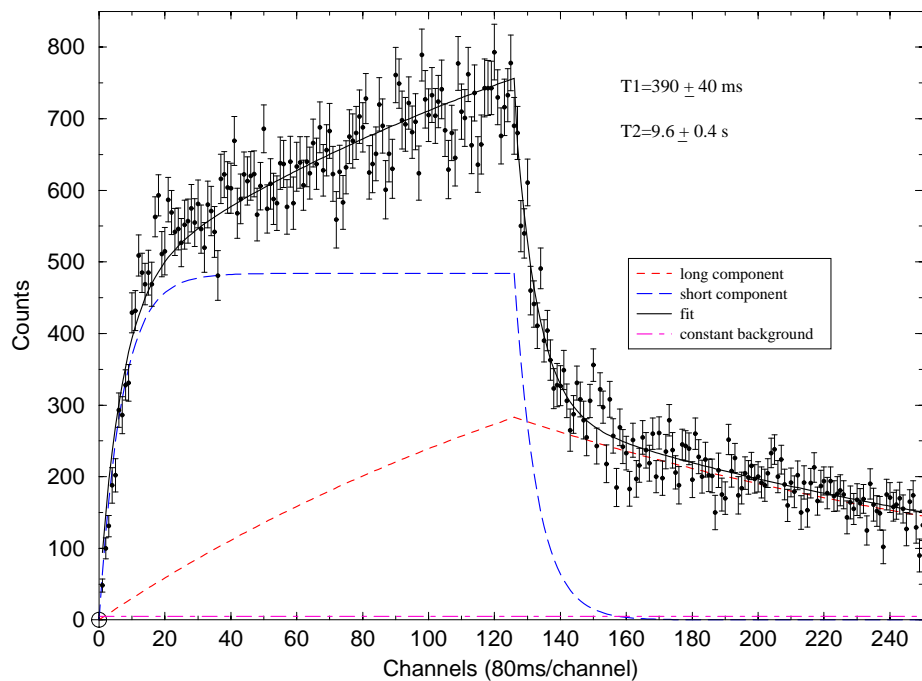


FIG. 4.14 – Croissance et décroissance de l'activité liée aux électrons de conversion K, L, M de la transition de 107.0 keV.

Année	$T_{1/2}^{125}\text{Ce}$ (s)	Référence
1978	$11 \pm 4$	Bogdanov et al. [Bog78]
1983	$8.9 \pm 0.7$	Nitschke et al. [Nit83]
1986	$9.2 \pm 1.0$	Wilmarth et al. [Wil86]
1998	$10.5 \pm 0.5$	Béraud et al. [B98]
2000	$9.6 \pm 0.4$	Canchel et al. [Can99]
-	$9.48 \pm 0.27$	<i>Moyenne pondérée</i>

TAB. 4.9 – Différentes mesures de la période du  $^{125}\text{Ce}$ .

#### 4.5.4 Recherches d'isomères nano et microseconde

Les données des TAC  $\beta$ - $\gamma$  et  $\gamma$ - $\gamma$  nous ont permis de rechercher d'éventuelles transitions isomériques dans le domaine nanoseconde-microseconde. Nous avons utilisé la méthode du déplacement du centre de gravité comme signature d'une durée de vie. En effet, lorsqu'un niveau possède une durée de vie mesurable dans l'échelle de temps utilisée, le signal "stop" du TAC provenant de la détection de la transition  $\gamma$  désexcitant le niveau arrivera retardé par rapport à celui d'une transition "prompte". Ceci entraîne, par conséquent, un déplacement du centre de gravité et une pente de décroissance plus "douce". Pour l'étalonnage, nous nous sommes servis des transitions isomériques connues du  $^{125}\text{Cs}$  : 85.4 keV ( $14.5 \pm 1.5$ ) ns et 77.6 keV ( $1.2 \pm 0.1$ ) ns (figure 4.15). Par ailleurs, la transition de 67.2 keV ( $2.76 \pm 0.14$ )  $\mu\text{s}$  dans le  $^{125}\text{Ba}$  été utilisée comme référence pour la recherche de durée de vie de l'ordre de la microseconde. La résolution en temps est de ( $4.0 \pm 1.5$ ) ns.

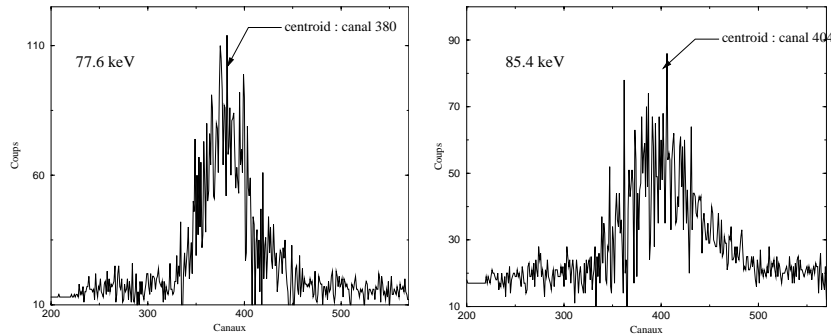


FIG. 4.15 – Illustration du décalage du centre de gravité entre les transitions de 77.6 et 85.4 keV du  $^{125}\text{Cs}$ . La transition de 77.6 keV est assimilée à une transition "prompte". On notera également la décroissance en pente "douce" du 85.4 keV.

Toutes les transitions répertoriées dans le tableau 4.2 possèdent des durées de vie inférieures à 2 ns (limite de la précision de notre mesure). Ces résultats corroborent ceux obtenus sur la multipolarité puisque des multipolarités plus élevées (M2, E3, etc.) auraient présentées des durées de vie mesurables et, en tout état de cause, supérieures à 2 ns.

### 4.5.5 Expérience "in beam"

Nous avons réalisé une expérience dite "in beam" grâce au cyclotron de l'Université de Varsovie en utilisant le système de détection OSIRIS. Le  $^{125}\text{La}$  a été produit par la voie  $^{112}\text{Sn}(^{16}\text{O}, p2n)$  à 80 MeV dont la section efficace est dominante et maximum à cette énergie ( $\sim 100$  mbarns). La cible d'étain était enrichie à 97 % et d'épaisseur 8 mg/cm<sup>2</sup>. OSIRIS se composait de 7 détecteurs germanium hyperpurs. Le faisceau primaire du cyclotron était pulsé : 1.5 ms "On" et 3.5 ms "Off" de manière à observer la décroissance d'éventuelles transitions isomériques de l'ordre de la milliseconde et confirmer la longue période de la transition de 107 keV.

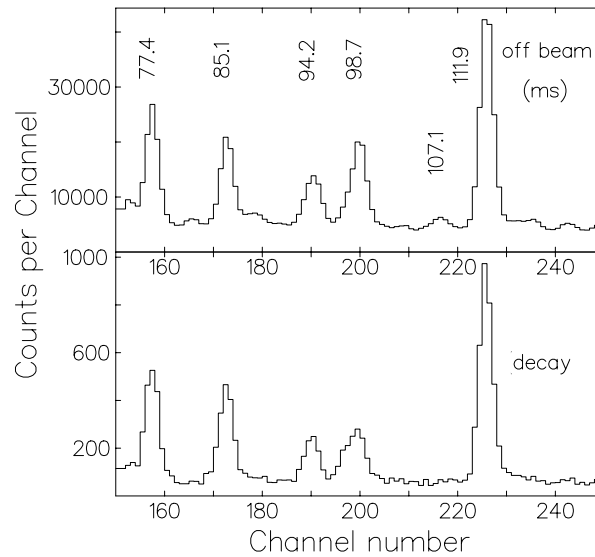


FIG. 4.16 – La figure du haut correspond à la partie "off" du spectre obtenu avec pulsation du faisceau primaire. Celle du bas représente un enregistrement effectué en fin d'expérience, faisceau coupé. La transition de 107.0 keV apparaît dans le premier confirmant ainsi son caractère métastable.

$E_\gamma$ (keV)	Intensité totale (unité rel.)
240	$1900 \pm 300$
107	$2900 \pm 900$

TAB. 4.10 – Intensités totales des raies  $\gamma$  de 240 et 107 keV obtenues lors de l'expérience "in beam" à Varsovie.

L'analyse des données nous a apporté deux informations essentielles : les transitions de 57.6 et 125.3 keV ont été observées et semblent se positionner sous le niveau  $7/2^+$  de la bande 2 (voir figure 4.18) ; d'autre part, la raie de 107 keV a été identifiée et son caractère métastable confirmé : son intensité étant plus forte pendant la période "off" du faisceau primaire pulsé que pendant la période "on". De plus, elle provient d'une activité produite sous faisceau comme le montre la figure 4.16. Son intensité correspond à l'intensité totale

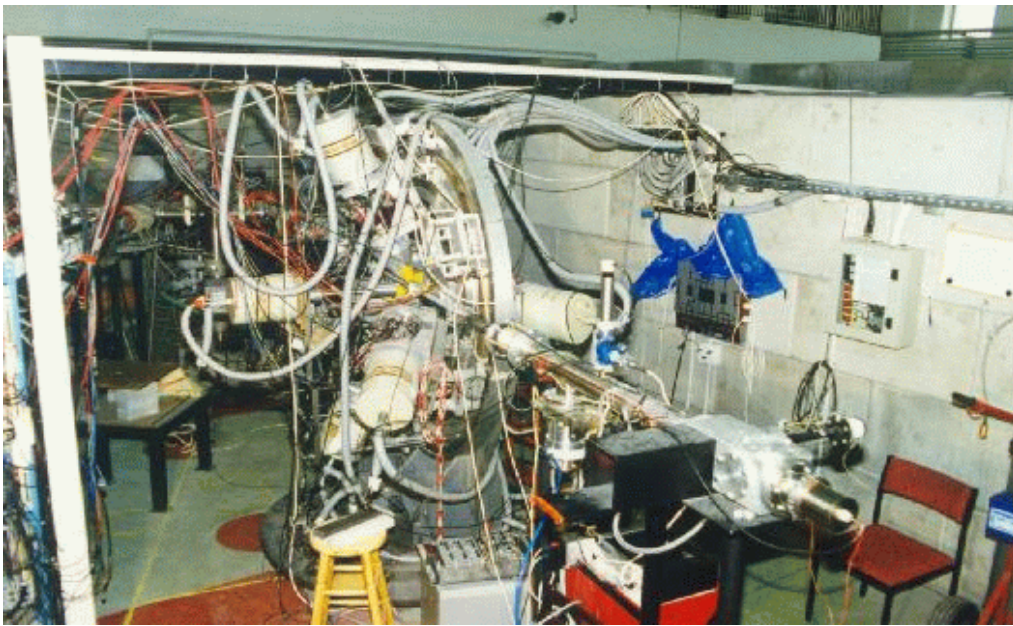
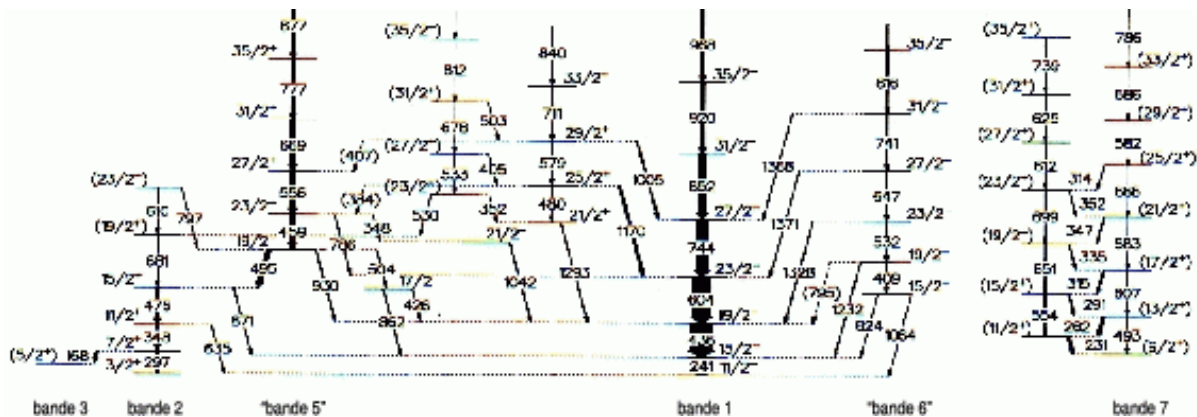


FIG. 4.17 – Photographie du système de détection OSIRIS utilisé lors de l'expérience "in beam" à Varsovie.

de la bande découplée (bande 1) basée sur l'état  $11/2^-$  (voir tableau 4.10) ce qui laisse supposer qu'elle désexcite ce niveau vers un état  $5/2^+$ .

Par conséquent, le niveau  $3/2^+$ , précédemment considéré comme l'état fondamental, se situerait à 98-99 keV au dessus du  $5/2^+$ . Nous devrions donc observer une transition de type M1 à l'énergie correspondante. Le  $^{125}\text{Ba}$  possède une transition de 98.8 keV ; il est donc possible que cette transition soit un doublet appartenant à la fois au barium et au lanthane.



## 4.5.6 Synthèse et schéma de décroissance

La figure 4.19 présente un schéma de décroissance possible  $^{125}\text{Ce} \rightarrow ^{125}\text{La}$ . Nous proposons un schéma de bas spins établi à partir de l'ensemble de nos résultats (figure 4.20). Nos connaissances présentes sont telles que peu de liens peuvent être établis entre le schéma de haut spin et celui de bas spin. Les données de ce schéma proviennent à la fois des résultats des expériences dites "in beam" et "en ligne".

Quatre transitions ont été observées en commun dans les deux types d'expériences : les 57.6, 107.0, 125.3, et 295.8 keV, mais leur positionnement relatif dans les deux schémas n'est pas clairement établi.

## 4.6 Discussion et interprétation

### 4.6.1 Positionnement de la transition isomérique

Pour la première fois, une raie à 107 keV correspondant très probablement à la transition isomérique a pu être observée "in beam". Son intensité totale est très comparable à celle de la transition de 240 keV désexcitant l'état  $15/2^-$  vers le  $11/2^-$  (tableau 4.10). En supposant que l'isomère se situe sous cette bande découplée, plusieurs schémas de décroissance sont alors possibles (figure 4.21) :

- Dans le cas (a), l'isomère est émis de l'état  $11/2^-$  vers un état  $5/2^+$  se situant à 98-99 keV en dessous du  $3/2^+$  (bande 2, figure 4.18). Nous devrions donc observer une transition  $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$  à cette énergie. L'analyse de la raie de 98.8 keV, attribuée au  $^{125}\text{Ba}$ , ne montre pas de composante courte ( $\sim 10$  s) dans sa distribution en temps, ce qui laisse supposer qu'elle n'appartient pas au lanthane et par conséquent, que ce schéma est peu probable.
- En supposant l'existence d'un état  $7/2^-$  très proche du niveau  $11/2^-$  (figures (b), (c) et (d)), deux possibilités s'offrent à nous : au dessus (c) et (d) ou en dessous (b). Dans ces trois cas, la différence en énergie entre ces deux niveaux est sans doute faible puisque nous n'observons pas de telle transition (si la transition, notée  $y_x$ , est de basse énergie, nous avons toutes les chances qu'elle soit très convertie). Pour le schéma (b), le  $7/2^-$  constituerait la tête de bande à parité négative, et se désexciterait sur un état  $1/2^+$ . Cette hypothèse satisfait le fait que les intensités du 107 et 240 keV soient similaires. Néanmoins, il nous manque toujours une transition  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$  ( $x_1$ ).

Dans le cas du diagramme (c), la similitude d'intensité de la bande découplée et de l'isomère n'est que pure coïncidence. Par ailleurs, on s'attend toujours à observer les transitions  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$  ( $x_2$ ) et  $7/2^- \rightarrow 11/2^-$ .

Le dernier cas (d) est identique au premier exception faite de la présence d'un niveau  $7/2^-$  au dessus du  $11/2^-$ , qui pourrait expliquer l'alimentation  $\beta$  de notre isomère (voir ci-dessous), mais la liaison  $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$  n'est toujours pas identifiée.

Ces considérations indiquent que le fondamental ne serait plus l'état  $3/2^+$  mais les niveaux  $1/2^+$  ou  $5/2^+$ .

Nous avons vu au paragraphe 4.5.3, que 60 % de l'alimentation de l'isomère provenait de la désintégration  $\beta^+/\text{CE}$  du  $^{125}\text{Ce}$ . Dans un article récent concernant le  $^{125}\text{Ce}$  [Pau98], les auteurs ont observé deux bandes de rotation contruites sur deux états intrinsèques

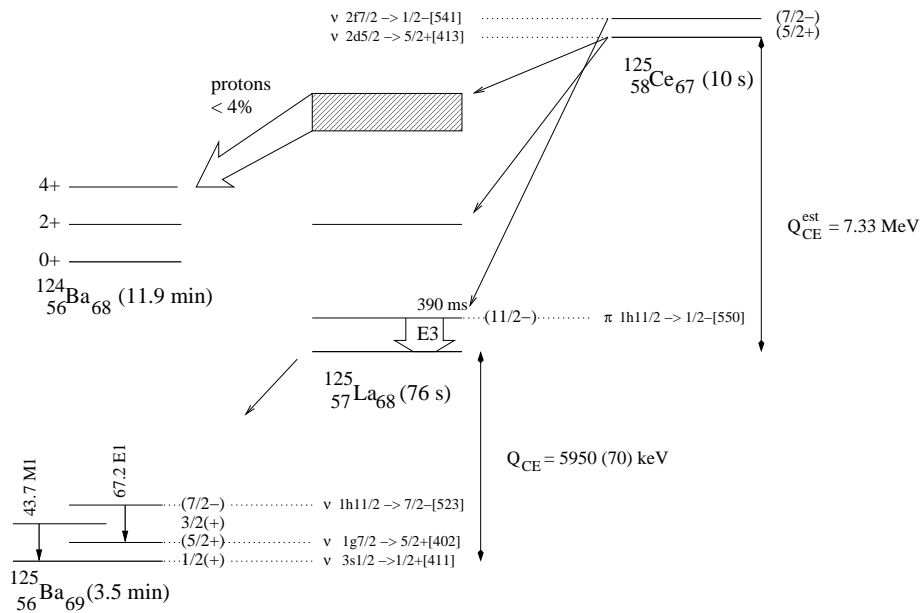


FIG. 4.19 – Schéma de décroissance partiel de la chaîne  $^{125}\text{Ce} \rightarrow ^{125}\text{La} \rightarrow ^{125}\text{Ba}$ .

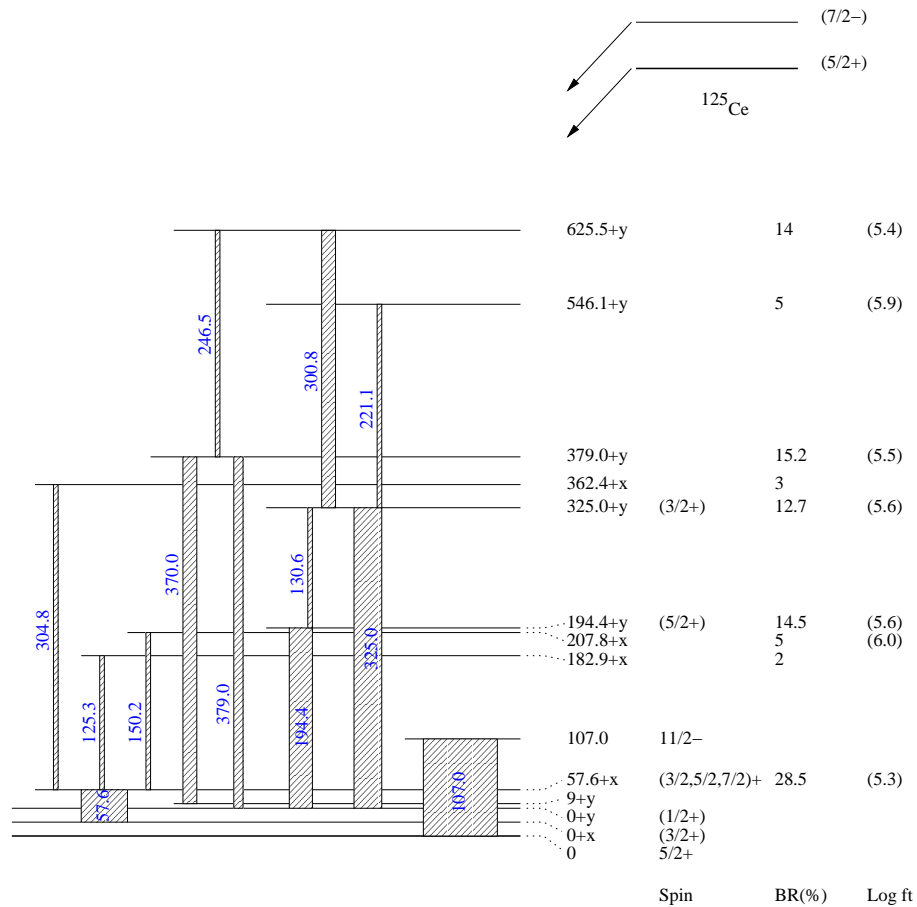


FIG. 4.20 – Schéma partiel de bas spin du  $^{125}\text{La}$  proposé à partir de la désintégration  $\beta^+$ /CE du  $^{125}\text{Ce}$ . Les rapports de branchement BR (et  $\log ft$ ) sont calculés en supposant que l'alimentation  $\beta$  des niveaux plus élevés est négligeable.

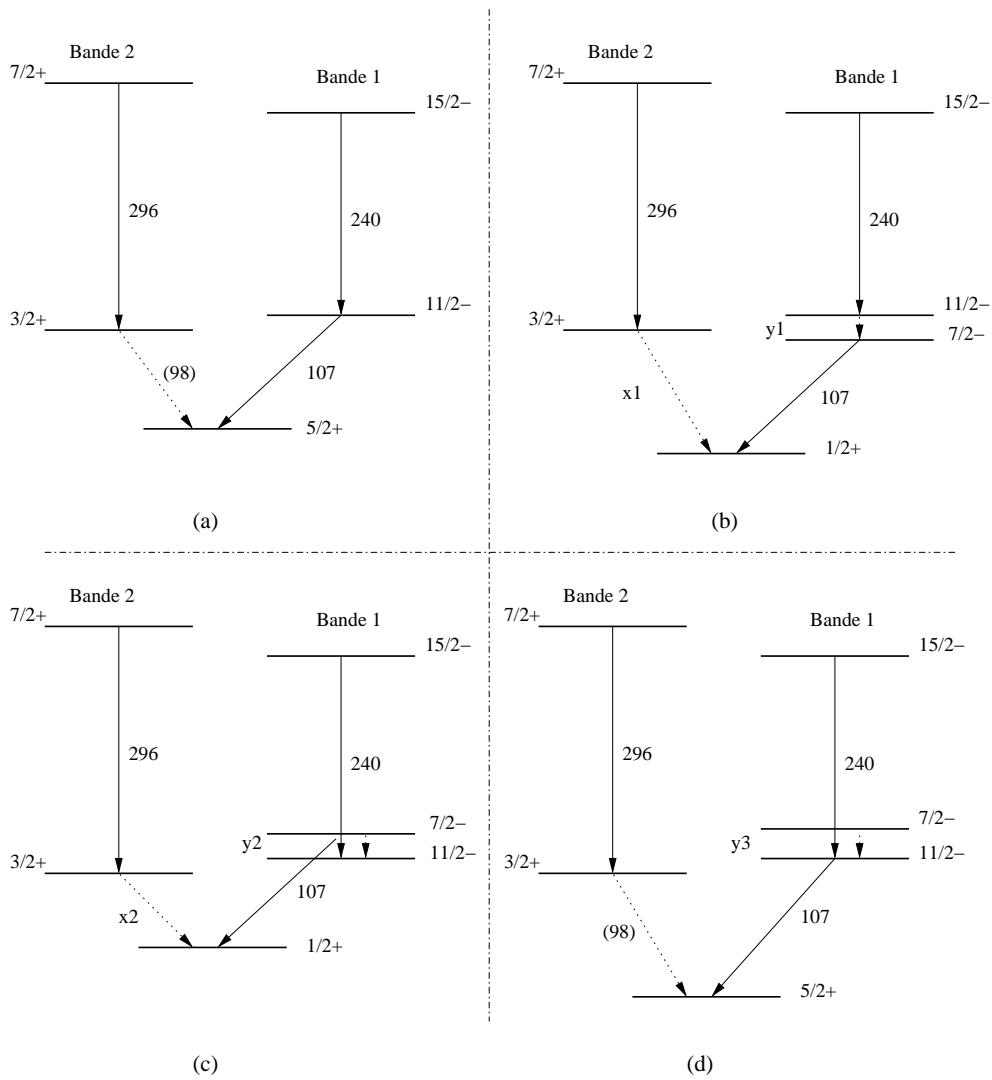


FIG. 4.21 – Schémas de niveau possibles du  $^{125}\text{La}$ . La raie de 240 keV ( $15/2^- - 11/2^-$ ) n'est pas observée par désintégration  $\beta$  mais seulement sur faisceau.

de neutrons (cf figure 4.19). En tenant compte de l'écart de 92.5 keV entre le  $7/2^-$  et le  $5/2^+$  dans le noyau isotone  $^{123}\text{Ba}$  [Ohy93] et de la systématique des cérium impairs (figure 4.22), ils positionnent les deux états très proches l'un de l'autre. En conséquence, ces niveaux pourraient être instables  $\beta$  et décroître à part égale vers le  $^{125}\text{La}$ . Si le niveau métastable est le  $11/2^-$ , il nous faut un niveau  $5/2^-$  ou  $7/2^-$  ou encore  $9/2^-$  au dessus de ce dernier puisque la transition  $\beta$   $7/2^- \rightarrow 11/2^-$  est interdite. Les schémas 4.21c et 4.21d seraient donc, de ce point de vue, les plus probables.

#### 4.6.2 Confrontation avec la théorie

Les calculs self-consistants du modèle "Total Routhian Surface" (modèle TRS) [Sta96] indiquent pour le  $^{125}\text{La}$  et  $^{127}\text{La}$  une mollesse prononcée vis à vis de l'asymétrie  $\gamma$ , aussi bien pour les bandes à parité positive que celles à parité négative. Cette mollesse est illustrée sur la figure 4.23 par les faibles évolutions des niveaux  $7/2^-$  et  $15/2^-$  par rapport au  $11/2^-$ , pour  $0 \leq \gamma \leq 30^\circ$ .



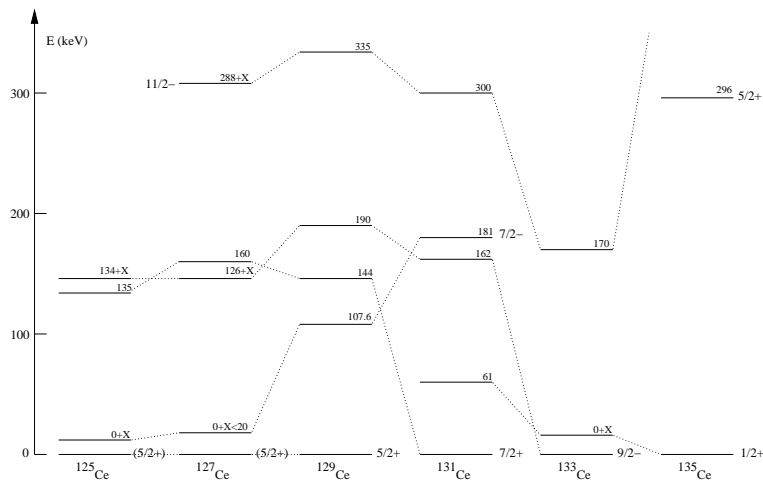


FIG. 4.22 – Systématique des premiers niveaux excités des isotopes impairs de cérium.

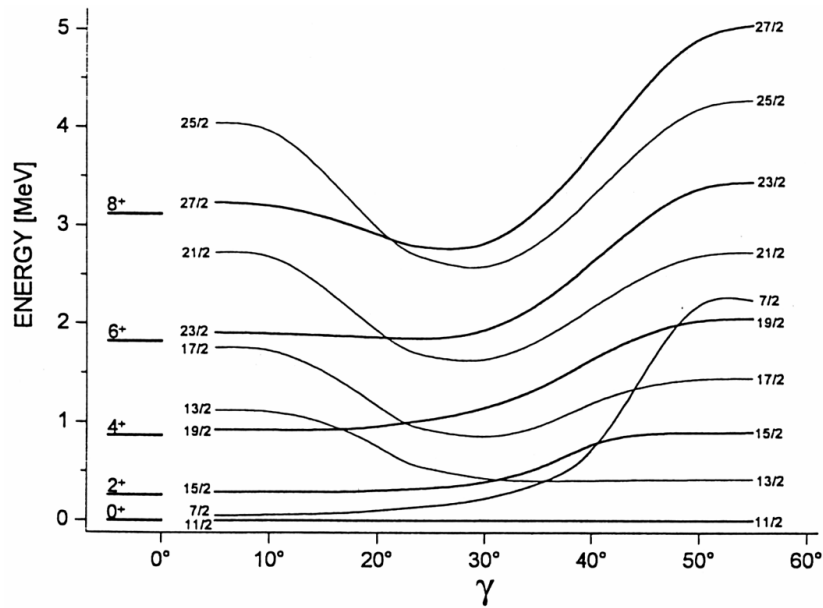


FIG. 4.23 – Spectre en énergie pour les noyaux de masse impaire dans lesquelles le nucléon  $h_{11/2}$  est couplé à un coeur rigide triaxial. Les paramètres  $E(2^+)$  et  $\beta$  du coeur sont fixés. La partie gauche de la figure présente la bande fondamentale du coeur p-p ( $\gamma = 0^\circ$ ).

Cette constatation suggère que le couplage avec les degrés de liberté vibrationnels puisse avoir une certaine importance. Dans ce contexte, nous avons réalisé des calculs avec le modèle QPRM (voir chapitre I) qui situent correctement les différentes têtes de bandes expérimentales (figure 4.24). La proximité en énergie des trois états intrinsèques  $3/2^+[422]$ ,  $1/2^+[420]$  et  $1/2^-[550]$  est bien reproduite mais leur position relative est très sensible à la paramétrisation choisie [Zaa00].

En se basant sur le modèle de Davydov-Filipov [Dav58], qui assimile le noyau à un rotor triaxial rigide, et en utilisant les rapports  $E_{2_2^+}/E_{2_1^+}$  [MTV75], nous avons calculé les asymétries  $\gamma$  pour le  $^{124}\text{Ba}$  et  $^{126}\text{Ce}$  (tableau 4.11).

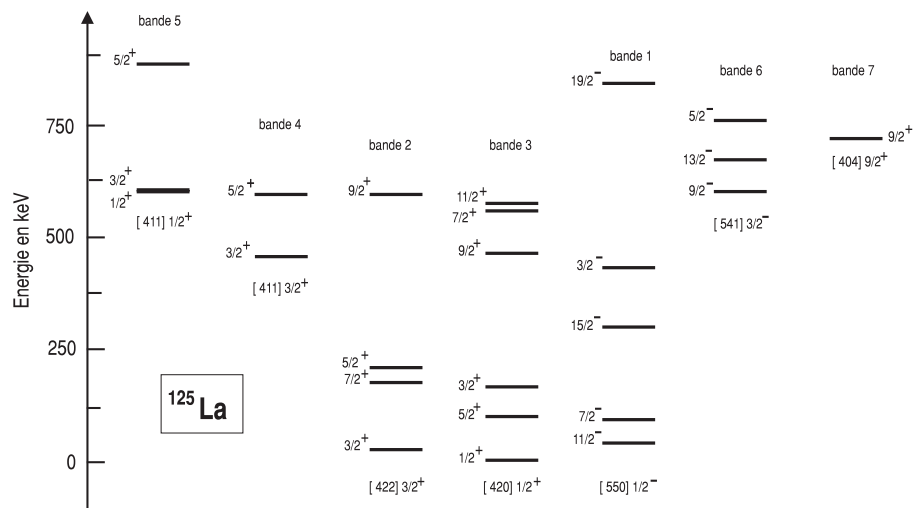


FIG. 4.24 – Schéma de niveaux d'énergie obtenu à partir des calculs basés sur le modèle QPRM [Zaa00].

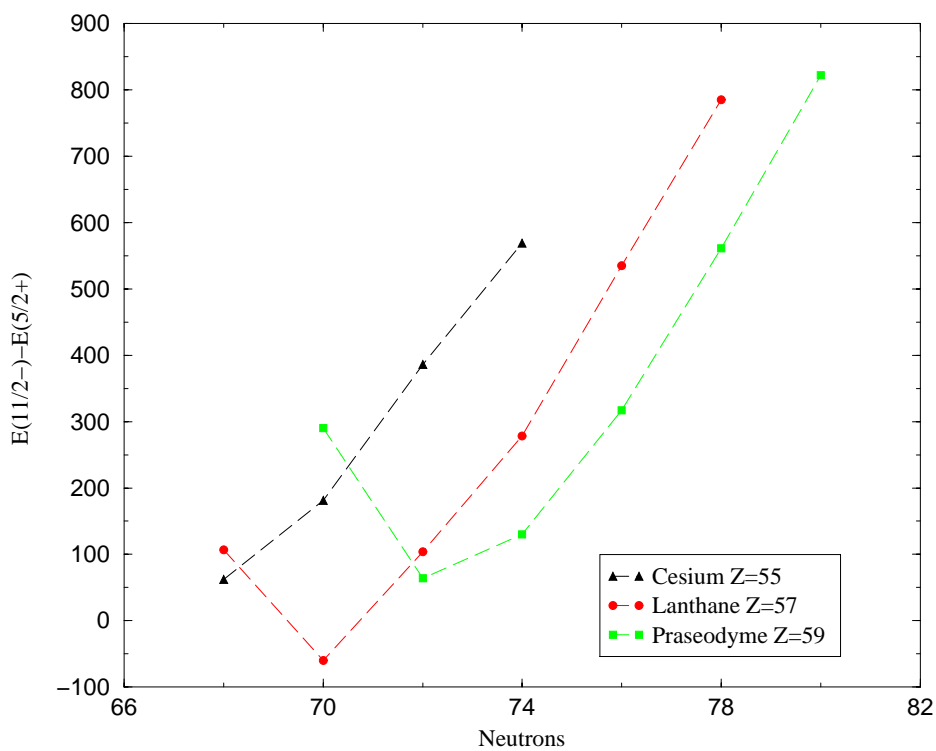


FIG. 4.25 – Systématique de l'écart en énergie entre le  $11/2^-$  et le  $5/2^+$  pour les isotopes de césium, lanthane et praséodyme. Les courbes en pointillées sont là pour guider l'oeil.

Noyau	$\beta_2$	$\gamma$
$^{124}\text{Ba}$	0.264	19-20°
$^{126}\text{Ce}$	0.308	16-17°

TAB. 4.11 – Déformation quadrupolaire  $\beta_2$  et asymétrie  $\gamma$  pour les deux coeurs p-p voisins du  $^{125}\text{La}$ .

A partir de la formule semi-empirique de Grodzins (équation 4.2), nous calculons une déformation quadrupolaire  $\beta_2 = 0.28$  pour le  $^{125}\text{La}$ . En incluant un facteur de correction dépendant de l'asymétrie  $\gamma$  [MTV75] (estimée entre 15 et 20°), nous obtenons :  $\beta_2 = 0.305$ .

$$\beta_2 = \left( \frac{1224}{\tilde{E}_{2^+} A^{7/3}} \right)^{1/2} \quad (4.2)$$

avec  $\tilde{E}_{2^+}$  en MeV correspondant à la moyenne des premiers niveaux excités  $2^+$  des deux coeurs p-p ( $^{124}\text{Ba}$  et  $^{126}\text{Ce}$ ).

La figure 4.25 compare la différence d'énergie  $11/2^- - 5/2^+$  dans les séries isotopiques de césium, lanthane et praséodyme (noyaux impairs en protons). On constate que la déformation quadrupolaire  $\beta_2$  augmente lorsque le nombre de neutrons diminue. En outre, la remontée pour les plus déficients dans la série des praséodyme et des lanthane pourrait indiquer une stabilisation de cette déformation, corroborée par l'écart en énergie des niveaux  $11/2^- - 15/2^-$  qui demeure constant à partir du  $^{125}\text{La}$  (figure 4.26).

Avec le schéma 4.24 et la figure 4.26 reproduisant les orbitales déformées de Nilsson et la systématique des lanthane, on constate que trois états sont potentiellement candidat à l'état fondamental ( $1/2^+$ ,  $3/2^+$ , et  $5/2^+$ ).

Les valeurs des déformations quadrupolaires  $\beta_2$  extraites des probabilités de transition  $B(E2)$  mesurées par la technique de la distance de recul [Sta97], confirment sans ambiguïté, la tendance d'une déformation croissante avec la diminution du nombre de neutrons. De même, l'évolution en énergie, dans les isotopes impairs de lanthane, de la transition  $13/2^+ \rightarrow 9/2^+$  correspondant à la première transition E2 de la bande  $\pi 9/2^+[404]$  [Har99] conduit à la même conclusion : la déformation augmente avec la déficience en neutrons. Cette orbitale provenant de la couche  $g_{9/2}$  est la seule bande à grand  $K$  attendue près de la surface de Fermi du  $^{125}\text{La}$  pour une déformation prolate ; c'est donc une bande couplée. D'après les calculs basés sur le modèle CQPC [Dro00] (cf. chapitre I), on s'attend à observer une transition intense aux alentours de 200 keV entre le niveau  $9/2^+$  (bande  $9/2^+[404]$ ) et le niveau  $7/2^+$  de la bande  $3/2^+[422]$  (voir figure 4.27). Dans l'expérience sur faisceau, Nous observons en fait une raie intense à 300 keV désexcitant la bande basée sur le niveau  $9/2^+$ . Par ailleurs, sa faible intensité en coïncidence peut être expliquée par l'existence d'un état isomérique de période supérieure à 100 ns.

### 4.6.3 Probabilités de transitions

Dans les noyaux déformés, il est bien connu qu'en raison du caractère collectif de l'excitation, les transitions E2 sont accélérées d'un facteur 10 à 100, ce n'est généralement



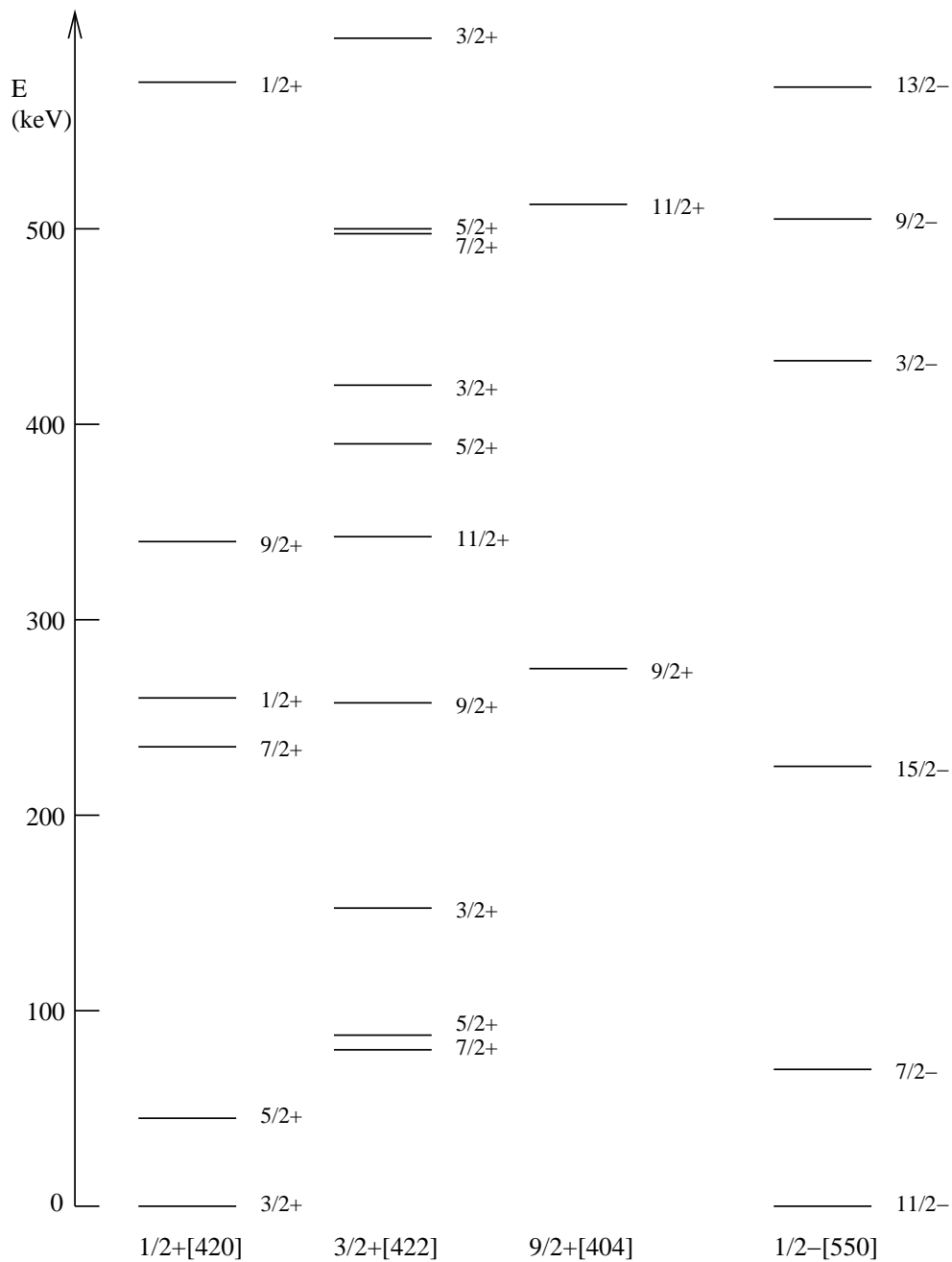


FIG. 4.27 – Représentation des premiers niveaux excités calculés à l'aide du modèle CQPC. Ce modèle ne couple pas les bandes à parité positive et négative. C'est pour cette raison que la tête de bande de l'orbitale  $1/2^- [550]$  est placée au même niveau que celle de la bande  $1/2^+ [420]$ .

pas le cas pour les transitions E3. Le facteur d'interdiction  $F_W = 1.0 \pm 0.2$  de la transition isomérique E3 mesurée dans le  $^{125}\text{La}$  révèle le caractère de type particule unique (ici proton) des états mis en jeu. Cette valeur est, par ailleurs, très proche de celles mesurées dans les noyaux voisins  $^{129}\text{La}$  et  $^{123}\text{Cs}$  (isotone de  $^{125}\text{La}$ ). La figure 4.28 montre une systématique des transitions E3 mesurées pour les césium, lanthane et praséodyme. On constate globalement que leurs facteurs d'interdiction  $F_W$  sont distribués autour de 1 dans une gamme variant de 0.1 à 10. Ceci reflète le caractère individuel des excitations en jeu. Dans les noyaux déformés, les transitions E3 sont généralement faiblement retardées, exception faite de l'approche des fermetures de couches, comme par exemple N=50, où le retard augmente jusqu'à des valeurs atteignant  $10^3$ .

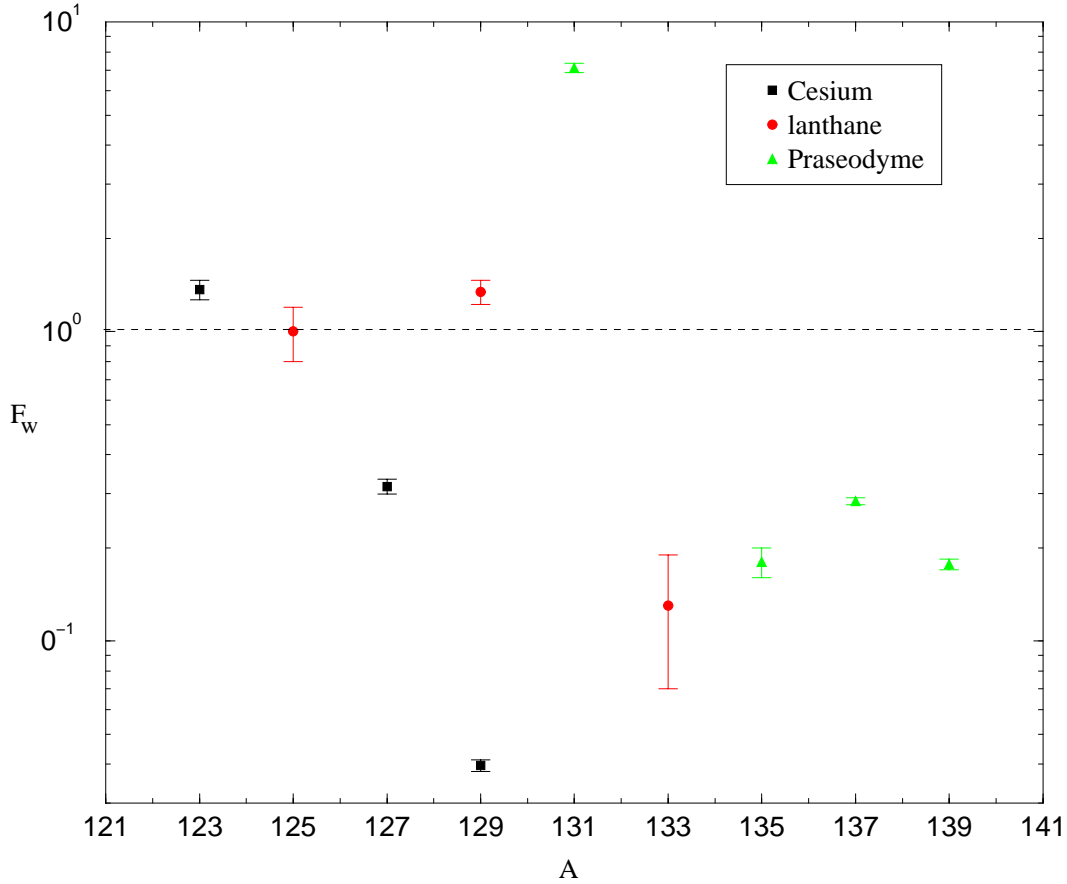


FIG. 4.28 – Facteur d'interdiction  $F_W$  des transitions E3 dans la région autour du  $^{125}\text{La}$  pour les noyaux impairs de césium, lanthane et praséodyme. La prise en compte du facteur statistique de Moszkowski [Mos53]  $S(11/2, L=3, 5/2)=50/33$  réduirait  $F_W$  d'un facteur 1.5 environ.

Les calculs des  $B(E3)$ , basés sur le modèle CQPC (voir chapitre I), entre les deux premiers niveaux  $5/2^+$  et le premier  $11/2^-$  indiquent que la transition isomérique pourrait correspondre préférentiellement à la transition  $11/2^- \rightarrow 5/2_1^+$  ( $B(E3)=1.07$  W.u.) plutôt que celle  $11/2^- \rightarrow 5/2_2^+$  ( $B(E3)=0.04$  W.u.).

# Chapitre 5

## Etude des modes de désintégration du $^{27}\text{S}$

Nous avons vu aux chapitres II et III, la technique de séparation en ligne IGISOL. Cependant, la principale limitation de cette technique provient de sa capacité à conserver les produits de réactions ionisés à l'état de charge  $1^+$  et à les extraire. Une autre approche consiste à utiliser la cinématique des noyaux, après réactions, comme méthode de séparation. La ligne LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés) au GANIL (figure 5.1) est basée sur ce principe.

Après avoir décrit le fonctionnement de LISE, nous présenterons le système de détection et l'électronique utilisés pour analyser les noyaux légers très déficitaires en neutrons, produits par fragmentation, autour de la masse  $A \sim 25$ , et les résultats sur le  $^{27}\text{S}$ .

### 5.1 Production par fragmentation du projectile

Pour produire des noyaux très déficitaires en neutrons entre  $^{22}\text{Al}$  et  $^{27}\text{S}$ , nous avons utilisé un faisceau de  $2 \mu\text{Ae } ^{36}\text{Ar}^{18+}$  à 95 A.MeV fragmenté sur une cible de carbone de  $1653 \mu\text{m}$  d'épaisseur soit  $357 \text{ mg.cm}^{-2}$ .

Le faisceau peut interagir avec la cible en deux endroits :

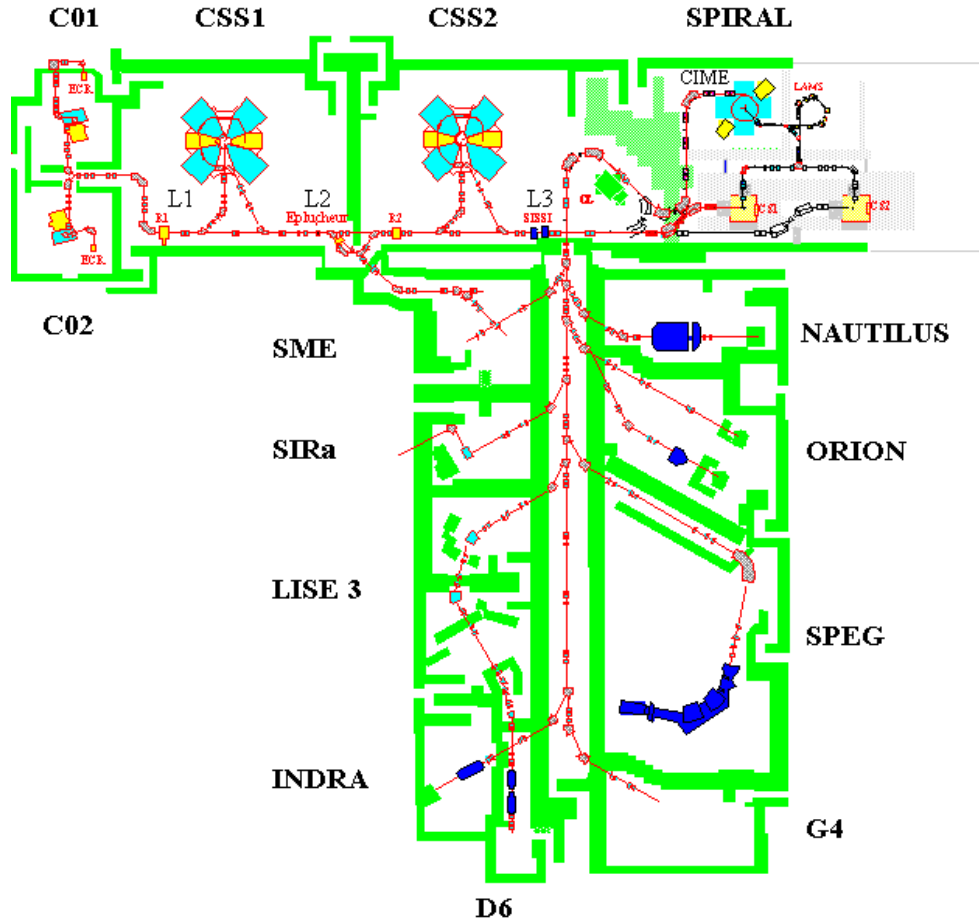
- dans la salle D3, à l'entrée du spectromètre LISE3,
- ou entre le deuxième cyclotron et le spectromètre  $\alpha$ . C'est l'ensemble SISSI (Superconducting Intense Source for Secondary Ions) [Ann97]. Ce système refocalise le faisceau secondaire après la cible. Suite à la fragmentation, les produits sont émis dans un cône de demi-angle au sommet de 80 à 100 mrad alors que l'acceptance de LISE se limite à 10 mrad environ. SISSI, en refocalisant les produits, assure une meilleure collection et par conséquent, une meilleure transmission. Le gain escompté pouvant atteindre un facteur 10.

Dans le domaine des énergies relativistes, nous pouvons distinguer 3 cas de figures, dont les différences proviennent de la variation du paramètre d'impact  $b$ , la distance minimale séparant le projectile de la cible.

Lors de collisions centrales ( $b \sim 0$ ), la multifragmentation tient le rôle dominant. Elle correspond à l'émission de systèmes de masse très légers.

Pour des collisions plus périphériques, le processus de fragmentation prend le dessus. Tout se passe alors comme si le projectile était abrasé au contact du noyau cible. Le projectile

# GANIL



## Accélérateurs et Aires Expérimentales

FIG. 5.1 – Présentation des installations du GANIL.

devient alors quasiprojectile en évaporant quelques nucléons. Les nucléons appartenant aux parties "hors contact" de la cible et du projectile ne participent pas à la réaction. C'est le modèle "participant- spectateur".

Enfin, si le paramètre d'impact est supérieur à la somme des rayons des deux noyaux, c'est le domaine de l'excitation coulombienne, phénomène d'autant plus important que le  $Z$  du noyau cible est grand.

Lors de réaction de fragmentation, il y a très peu de transfert de moments. Le fragment possède une vitesse très proche de celle du projectile. Il demeure très focalisé vers l'avant.



## 5.2 Le spectromètre LISE3

LISE a pour principal objectif la production de noyaux exotiques super épluchés. Ce spectromètre est doublement achromatique en angle et en position, ce qui signifie que ces deux paramètres sont indépendants de l'énergie des fragments au point focal image.

Le but est de sélectionner les noyaux que l'on désire étudier et d'éliminer les autres le plus efficacement possible. Pour cela, le spectromètre dispose de trois types de sélections (figure 5.2) :

- une sélection magnétique avec le premier dipôle,
- une sélection par perte d'énergie dans le dégradeur, couplé à une seconde sélection magnétique (2<sup>eme</sup> dipôle),
- enfin, une sélection sur la vitesse des fragments avec le filtre de Wien.

### 5.2.1 Le premier dipôle

Après réaction, les noyaux produits sont focalisés en amont du premier dipôle à l'aide de quadropôles. L'angle de déflexion de ce dipôle est de  $45^\circ$ , son rayon de courbure  $\rho = 2.6$  m pour une rigidité magnétique maximale  $B\rho_1 = 4.3$  T.m. Lorsque les forces magnétique et centrifuge se compensent, les fragments choisis traversent les fentes intermédiaires F1. La vitesse de ces derniers étant du domaine relativiste, le dipôle réalise une sélection en  $\frac{A.v}{Q} \sim \frac{A.v}{Z}$  puisque la quasi-totalité des ions sont complètement épluchés.

### 5.2.2 Le dégradeur et le second dipôle

La traversée d'une épaisseur de matière introduit une nouvelle sélection des fragments grâce à une différence de pertes d'énergie. L'ajustement de la rigidité magnétique du second dipôle sur le noyau choisi tout en tenant compte de sa perte d'énergie spécifique dans le dégradeur poursuit la purification du faisceau. La sélection réalisée est en  $\frac{A^3}{Z^2}$  [Ann87]. Le second dipôle se caractérise par :

- un angle de déflexion de  $45^\circ$ ,
- pour un rayon de courbure  $\rho = 2.003$  m,
- et une rigidité magnétique maximale  $B\rho_2 = 3.2$  T.m.

Finalement, à la sortie des fentes F2, la combinaison des deux dipôles et du dégradeur restaure le double achromatisme de la ligne.

### 5.2.3 Le filtre de Wien

Ce filtre électrostatique affine la purification du faisceau. Des champs magnétique et électrique croisés effectuent une sélection très précise sur la vitesse des noyaux rescapés. En effet, différents fragments de même rapport  $\frac{A.v}{Q}$  transmis par le premier dipôle, ont nécessairement des vitesses différentes. Ainsi, tout noyau (A, Z) subit les forces :

$$F_e = QE \text{ et } F_m = QvB$$

Lorsqu'elles se compensent, le noyau dont la vitesse  $v_0 = \frac{E}{B}$  n'est pas défléchi, traverse les fentes F3 à la sortie du filtre.

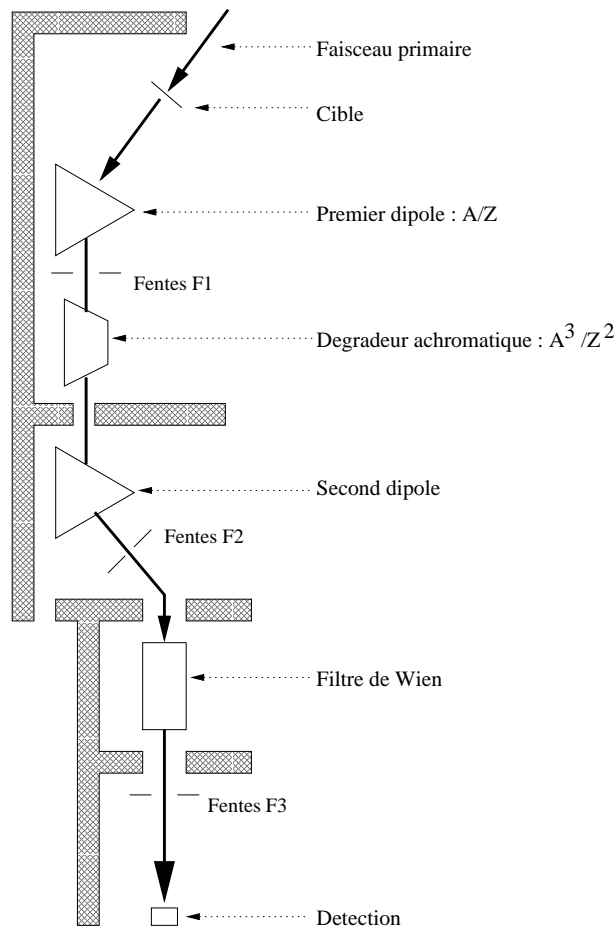


FIG. 5.2 – La ligne LISE3 et ses différentes composantes.

## 5.3 Détection

### 5.3.1 Identification des produits

Lors de réactions de fragmentation, une multitude de noyaux est créée. La majorité d'entre eux ne sont que des contaminants, et les différents éléments de la ligne LISE sont là pour les écarter et ne conserver que le ou les noyaux d'intérêt comme nous l'avons vu précédemment.

Cependant, une infime partie de ces noyaux parasites parvient à traverser tous les filtres et à s'implanter avec ceux recherchés. Il faut alors pouvoir les identifier de manière à les rejeter lors de l'analyse.

De même, l'identification des "bons noyaux" est tout aussi primordiale, pour acquérir la certitude que la spectroscopie puis l'analyse faites ne conduiront pas à des résultats erronés.

Les paramètres utiles à la détermination de l'ion implanté sont les rigidités magnétiques des dipôles, le temps de vol (TOF) et l'énergie cinétique totale du fragment transmis. À partir des équations régissant ces paramètres, il est possible de remonter très exactement à la nature de l'ion, à savoir : sa masse  $A$  (en u.m.a), sa charge  $Q$  et son numéro atomique  $Z$ , tous ceci contribuant à l'identifier sans ambiguïté [Dau99].

### 5.3.2 Systèmes de détection

Lors de l'expérience E313 au GANIL, nous avons à notre disposition en bout de ligne, deux types de systèmes de détection :

- un télescope composé de 4 détecteurs silicium (E1, E2, E3, E4). Les deux premiers (E1, E2), d'une épaisseur de 500  $\mu\text{m}$  servaient à mesurer à la fois le temps de vol des noyaux sélectionnés et leurs pertes d'énergie. Les ions étaient ensuite implantés dans le troisième (E3 d'une épaisseur de 500  $\mu\text{m}$  également). Et enfin, le détecteur E4, de 6 mm d'épaisseur, avait pour fonction essentielle la détection des  $\beta$ . L'ion implanté dans E3 se désintégrait. La particule  $\beta$  s'échappait de E3 et perdait son énergie en E4 tandis que le proton émis cédait toute son énergie à E3. Les coïncidences E3-E4 épuraient les spectres proton (figure 5.3).
- dans le second dispositif, les détecteurs E3 et E4 étaient supprimés. Les ions, après leur traversée de E1 et E2, étaient thermalisés dans un gaz tampon (de l'argon à 2 bars) pour être ensuite transportés sur une bande de collection par la technique du jet d'argon. Tout autour du point de collection, 15 télescopes gaz-silicium (FUTIS : Fifteen Unit Telescopes gaz-Si) étaient répartis sur un support demi-sphérique (figure 5.4). Cette installation devait permettre l'étude des corrélations angulaires de l'émission deux protons et obtenir ainsi des informations cruciales sur le mécanisme de cette désintégration.

Dans les deux cas, un détecteur germanium mesurait le rayonnement  $\gamma$  de manière à déterminer précisément l'état impliqué dans la décroissance  $\beta$ ,  $\beta$ -p ou  $\beta$ -2p.

Toute une série de tests réalisée avec le système jet d'argon nous a montré que l'efficacité de transport était beaucoup plus faible que celle escomptée suite aux essais effectués préalablement à Jyväskylä. Et finalement, une grave panne du pompage roots, nous a contraint à renoncer à ce dispositif donc à l'idée de mesurer les corrélations angulaires.

### 5.3.3 Electronique et acquisition

Grâce au télescope et au clover, nous avons mesuré les spectres directs et de coïncidences  $\beta - \gamma$ ,  $\beta$ -p, p- $\gamma$  et  $\beta$ -p- $\gamma$ .

Dans ce paragraphe, nous décrirons l'électronique et le système d'acquisition utilisés pour traiter les signaux des différents détecteurs.

Les signaux de sortie des détecteurs silicium passent par un préamplificateur (PA) délivrant une sortie temps et une sortie énergie.

Le signal temps de la première jonction (détecteur E1), après passage dans un amplificateur rapide (AR) et un discriminateur à fraction constante (CFD), déclenche le "start" d'un convertisseur temps-amplitude (TAC) stoppé par la HF du cyclotron. Cette information permet de remonter au temps de vol de l'ion. Le signal énergie, lui, est amplifié puis codé, nous fournissant ainsi l'information sur la perte d'énergie.

L'électronique associée aux trois autres jonctions est identique. Nous nous contenterons donc d'en décrire une seule. Le signal provenant du détecteur passe dans un préamplificateur. La sortie énergie est alors divisée en deux signaux, chacun dirigé sur un amplificateur dont le gain est différent (signal "ion lourd" et signal "proton et/ou  $\beta$ "), puis codés sur des ADC. Ceci nous permet de conserver une très bonne résolution sur le dépôt en énergie

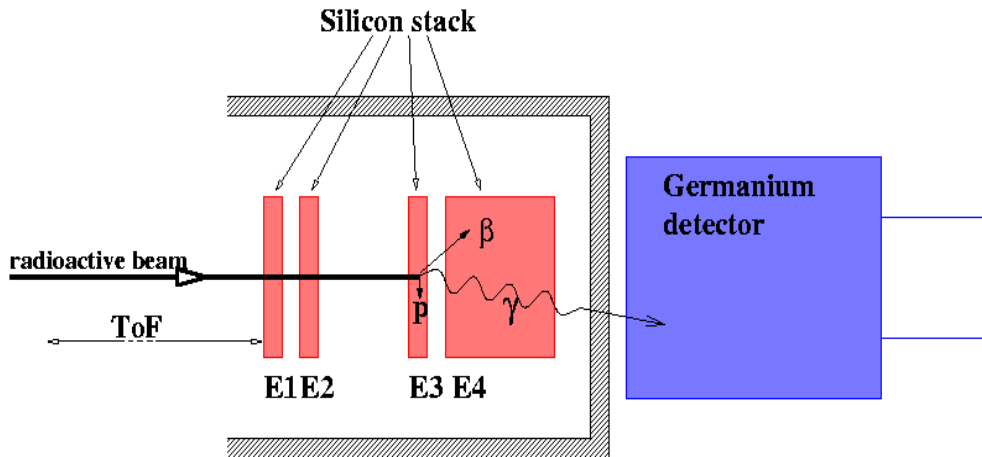


FIG. 5.3 – Représentation schématique du système de détection n° 1, composé d'un télescope de 4 détecteurs silicium et d'un clover segmenté.

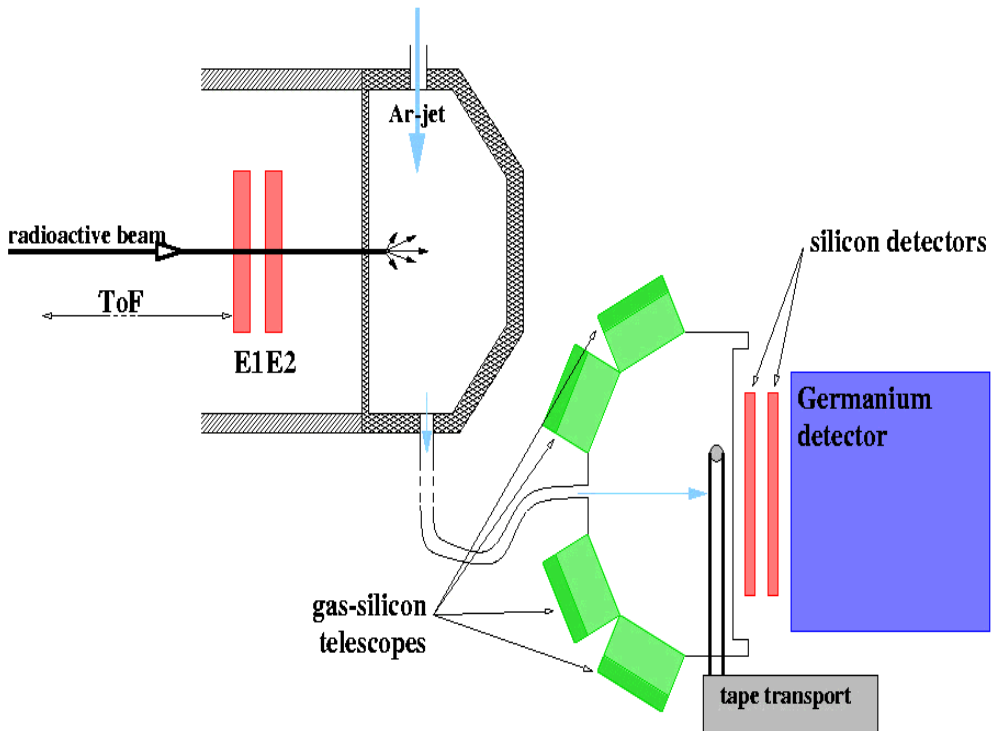


FIG. 5.4 – FUTIS et la technique du jet d'argon.

des ions et sur celui des protons émis.

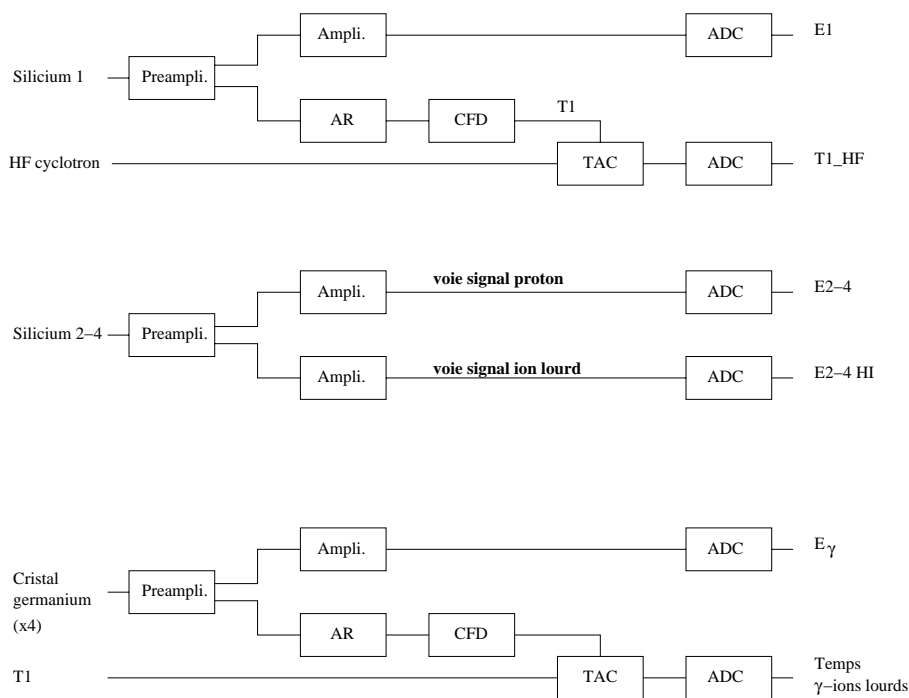


FIG. 5.5 – Schéma d'électronique relatif aux différents types de détecteurs.

Pour le clover, segmenté en 4 cristaux de germanium, le principe demeure très proche. Pour chaque cristal, le signal en énergie est amplifié puis codé sur un ADC. Le signal temps déclenche le "stop" d'un TAC. Le signal "start" est fourni par le signal temps de la première jonction. La figure 5.5 schématise l'ensemble de ce que nous venons de présenter.

## 5.4 Vue générale

La radioactivité deux protons, c'est-à-dire l'émission d'une paire de protons à partir d'un état nucléaire, bénéficie, du point de vue énergétique, de l'énergie d'appariement. Cette émission est prédite depuis longtemps pour les noyaux très éloignés de la vallée de stabilité  $\beta$  [Gol60, Gol80b]. Cette décroissance peut se produire à partir d'un état fondamental dans un noyau au delà de la "drip line" proton, ou bien, pour les noyaux liés, à partir d'un état excité alimenté par désintégration  $\beta$  ou par réaction nucléaire.

La compréhension du mécanisme de l'émission 2p pourrait apporter des informations capitales sur la structure nucléaire des noyaux très riches en protons et faiblement liés. Dans les noyaux légers, les données expérimentales constituent un test fort pour les prédictions du modèle en couches, loin de la vallée de stabilité. On peut s'attendre à trois types d'émission possible :

- l'émission séquentielle, où le noyau émetteur libère successivement deux protons via un état de transition.
- l'émission de diproton, où le diproton émis fissionne rapidement après avoir quitter le noyau émetteur.

- l'émission non couplée, où les deux protons sont émis sans aucune séquence ou ordre établi.

La figure 5.6 schématise, de manière succincte, ces trois cas de figure.

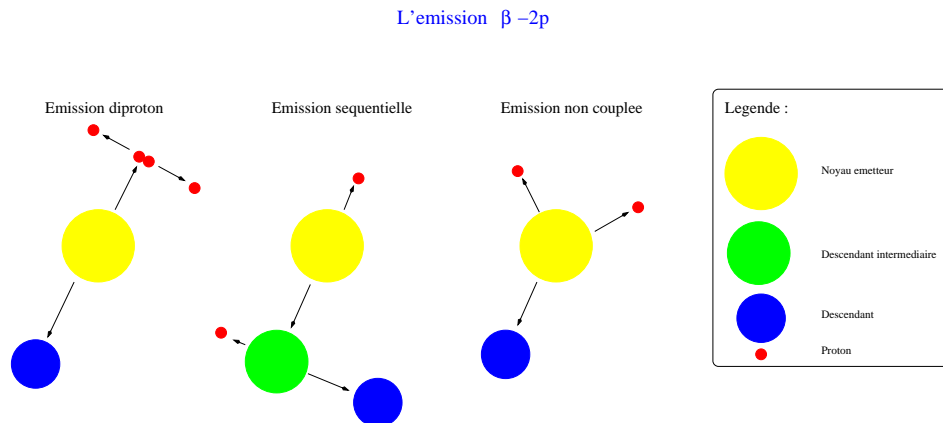


FIG. 5.6 – Représentation schématique des processus possibles pour l'émission  $\beta$ -2p.

L'étude réalisée par Äystö et al. [Ä85] sur le  $^{35}\text{Ca}$  semble indiquer un mode de désintégration séquentiel. Dans le cas d'une émission de  $^2\text{He}$ , nous devrions observer dans le spectre proton, un continuum centré sur la moitié de l'énergie de la transition 2p. Or, pour le  $^{35}\text{Ca}$ , les auteurs ont observé une raie proton discrète identique dans les transitions correspondant respectivement à l'émission 2p vers le fondamental et le premier état excité.

D'autres noyaux, tels que  $^{22}\text{Al}$  [Cab84, Jah85, Bla97],  $^{26}\text{P}$  [Cab84],  $^{31}\text{Ar}$  [Bor87, Rei89, Bor90, Bor91, Fyn00] et  $^{27}\text{S}$  [Bor91] font l'objet d'actives recherches depuis plusieurs années pour tenter d'apporter une réponse claire sur le mécanisme de cette émission.

### 5.4.1 Etat des connaissances

L'essentiel des connaissances sur la désintégration du  $^{27}\text{S}$  ( $I^\pi = 5/2^+$ ,  $T=5/2$ ) provient de l'article de Borrel et al. [Bor91]. La période a été mesurée, ainsi qu'une raie proton de 6410 keV attribuée à la transition 2p entre l'IAS dans le  $^{27}\text{P}$  et l'état fondamental de  $^{25}\text{Al}$ . Le rapport de branchement absolu de l'émission  $\beta$ -2p à partir de l'IAS a été estimé à  $(2.0 \pm 1.0) \%$ , et le rapport de branchement  $\beta$  de l'état fondamental du  $^{27}\text{S}$  vers l'IAS à :  $BR(\beta_{IAS}) = (4.0 \pm 1.2) \%$ .

L'excès de masse du  $^{27}\text{S}$  est estimée à  $17709 \pm 101$  keV. Les auteurs soupçonnent l'existence de transitions 1p entre l'IAS et le  $^{26}\text{Si}$  mais aucune n'a été mise en évidence.

Les deux premiers niveaux excités du  $^{27}\text{P}$  (à 1199 et 1615 keV) sont également connus [Cag00].

## 5.5 Présentation des résultats

### 5.5.1 Identification des noyaux

L'identification du  $^{27}\text{S}$  se fait par la matrice temps de vol-perte d'énergie dans le détecteur E1 (voir figure 5.3). La figure 5.7 montre cette matrice d'identification et la

position des noyaux de  $^{27}\text{S}$ ; leur nombre total est d'environ 8300 ions, ce qui correspond à un taux d'implantation de l'ordre de  $1 \text{ ion} \cdot \text{s}^{-1}$ .

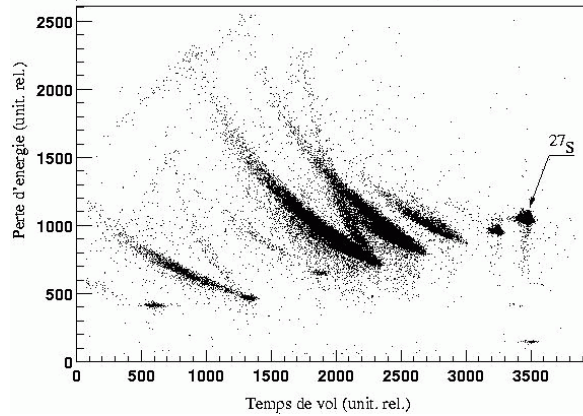


FIG. 5.7 – Matrice d'identification Temps de vol-Perte d'énergie.

### 5.5.2 Mesure de la période

En absence de pulsation du faisceau primaire, la méthode corrélant implantation et radioactivité est la seule qui nous permette d'extraire la période du  $^{27}\text{S}$ . Le principe de la mesure consiste à sommer les événements en fonction de la différence en temps entre l'instant d'implantation d'un noyau et les temps d'arrivée des signaux correspondant à l'émission d'une ou plusieurs particules légères. Le spectre 5.8 montre cette distribution.

L'ajustement réalisé utilise une composante exponentielle et une constante (bruit de fond). La période mesurée est :  $T_{1/2} = (15.5 \pm 1.5) \text{ ms}$ . Nous avons déterminé la période du  $^{27}\text{S}$  avec une précision bien meilleure que la précédente valeur publiée :  $(21 \pm 4) \text{ ms}$  [Bor91].

### 5.5.3 Spectre protons et émission retardée 1p et 2p

Le détecteur silicium E3 a été calibré en utilisant les raies protons du  $^{25}\text{Si}$ . La figure 5.9 présente un spectre correspondant à la radioactivité protons du  $^{27}\text{S}$ . Ce spectre a été obtenu en imposant que la différence en temps entre l'instant d'implantation et le temps des radiations détectées, soit inférieure à trois fois la période ( $|T_{impl} - T_{rad}| \leq 45 \text{ ms}$ ) de manière à minimiser la contamination provenant d'autres noyaux, en particulier le  $^{25}\text{Si}$ .

Les notations  $1p_x$  et  $2p_x$  se rattachent respectivement à l'émission 1 et 2 protons. La raie " $2p_0$ " à  $6270 \pm 50 \text{ keV}$  est attribuée à la transition entre l'IAS et l'état fondamental du  $^{25}\text{Al}$ . Les raies, notées " $2p_1$ " et " $2p_2$ ", présentent une distribution en temps similaire à celle du " $2p_0$ " et compatible avec la période mesurée du  $^{27}\text{S}$ . Par ailleurs, leur différence en énergie avec la raie " $2p_0$ " nous permet de supposer que ces raies correspondent à l'émission vers les premiers états excités  $3/2^+$  (944.8 keV) et  $5/2^+$  (1789.5 keV) de  $^{25}\text{Al}$ . De plus, dans le spectre  $\gamma$  du détecteur clover en coïncidence avec la raie " $2p_1$ ", il y a 3 coups à l'énergie  $\sim 1790 \text{ keV}$ , ce qui corrobore notre identification.

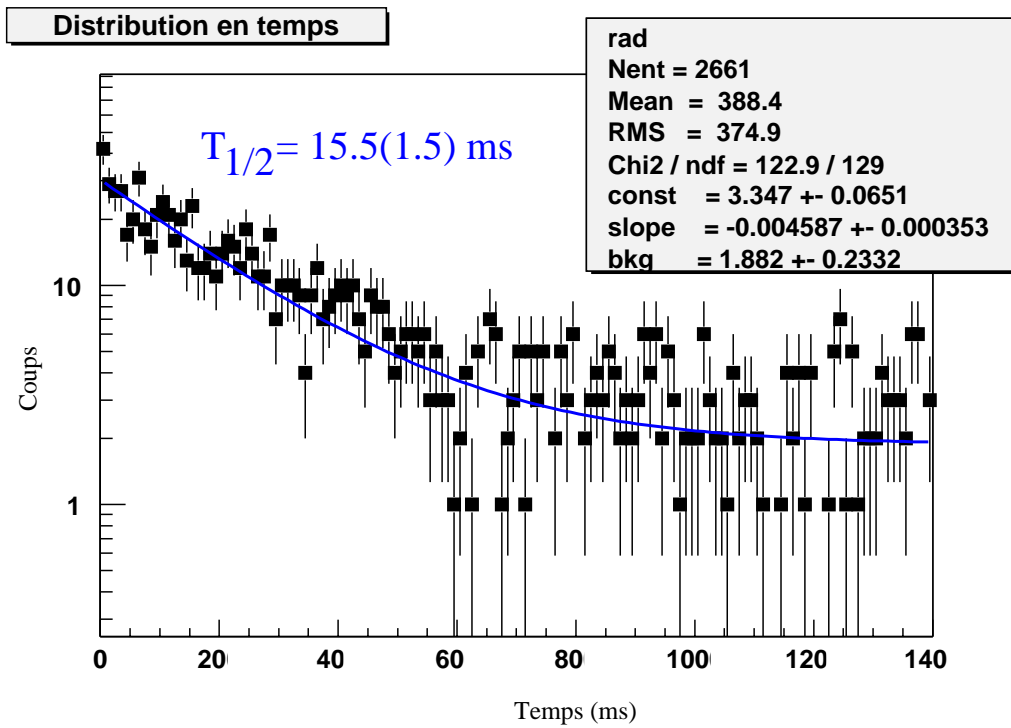


FIG. 5.8 – Distribution en temps des événements  $^{27}\text{S}$ ; la courbe correspond à l'ajustement réalisé.

La raie notée " $^{25}\text{Si}$ " à  $4290 \pm 40$  keV est assignée à une contamination provenant des noyaux de  $^{25}\text{Si}$  de période de 218 ms. Elle correspond à la transition proton la plus intense de ce noyau. Sa distribution en temps plate confirme de toute évidence cette attribution.

On observe également à  $2260 \pm 40$  keV (" $^{27}\text{S}$ "), une raie très intense. Celle-ci correspond vraisemblablement à l'émission d'un état excité du  $^{27}\text{P}$  alimenté par désintégration  $\beta$  Gamow-Teller car sa distribution en temps correspond à la période de 15.5 ms. La détection en coïncidence de transitions  $\gamma$  aurait permis de valider cette hypothèse et de positionner cette transition. Malheureusement, notre statistique s'est révélée trop faible. De plus, seuls les trois premiers niveaux excités du  $^{27}\text{P}$  sont actuellement connus [Cag00]. Néanmoins, à partir de  $^{27}\text{Mg}$ , noyau miroir du  $^{27}\text{P}$ , nous pouvons tenter de rechercher un niveau similaire au niveau alimenté par désintégration  $\beta$  Gamow-Teller. Un niveau ( $3/2^+$ ,  $7/2^+$ ) à 3109 keV dans le  $^{27}\text{Mg}$  pourrait correspondre à un niveau analogue du  $^{27}\text{P}$ . Dans ce cas, la raie à 2260 keV désexciterait ce niveau vers le fondamental du  $^{26}\text{Si}$ .

Les pics, notés " $1p_x$ " sont assignés, de notre point de vue, à l'émission 1 proton de l'IAS vers des états excités du  $^{26}\text{Si}$ , et ce, pour deux raisons principales : leur distribution en temps est identique aux précédentes, de plus, leur énergie est trop élevée ( $> E_{2p_0}$ ) pour correspondre à une émission  $2p$  sur  $^{25}\text{Al}$ .

Cependant, il nous est difficile de déterminer précisément l'énergie de ces transitions en raison de l'épaisseur limitée du détecteur E3 (500  $\mu\text{m}$ ). Une telle épaisseur de Si arrête au plus un proton d'une énergie maximale de l'ordre de 8 MeV suivant la position d'implantation du fragment émetteur. Si un proton d'une énergie supérieure est émis, il a des chances de déposer son énergie restante dans les détecteurs E2 ou E4 (voir figure 5.3). On



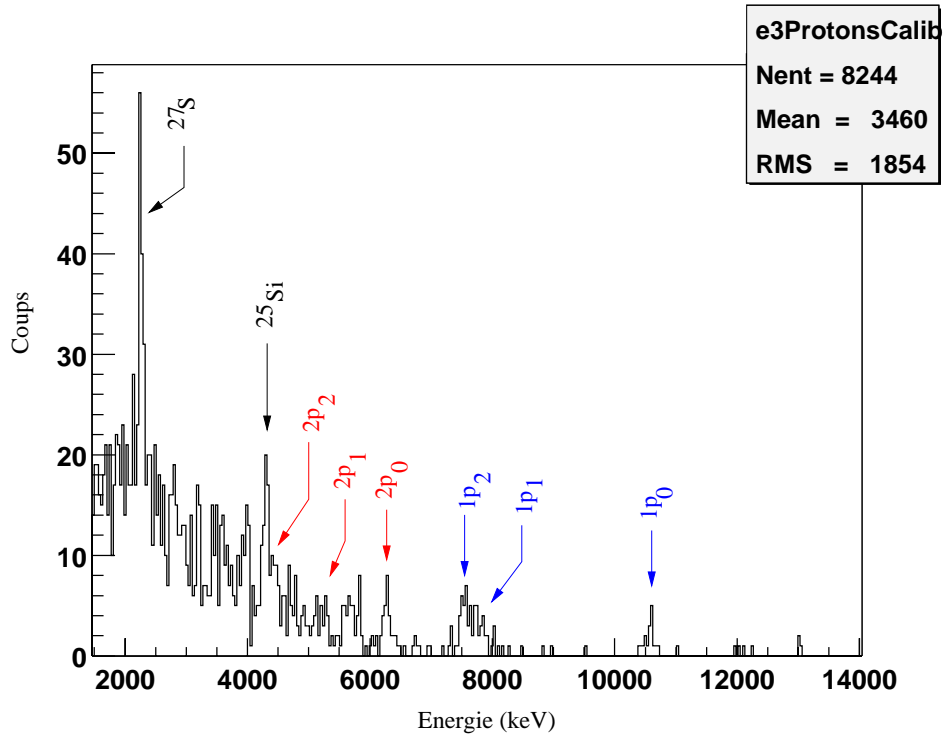


FIG. 5.9 – Spectre des protons retardés du  $^{27}\text{S}$ .

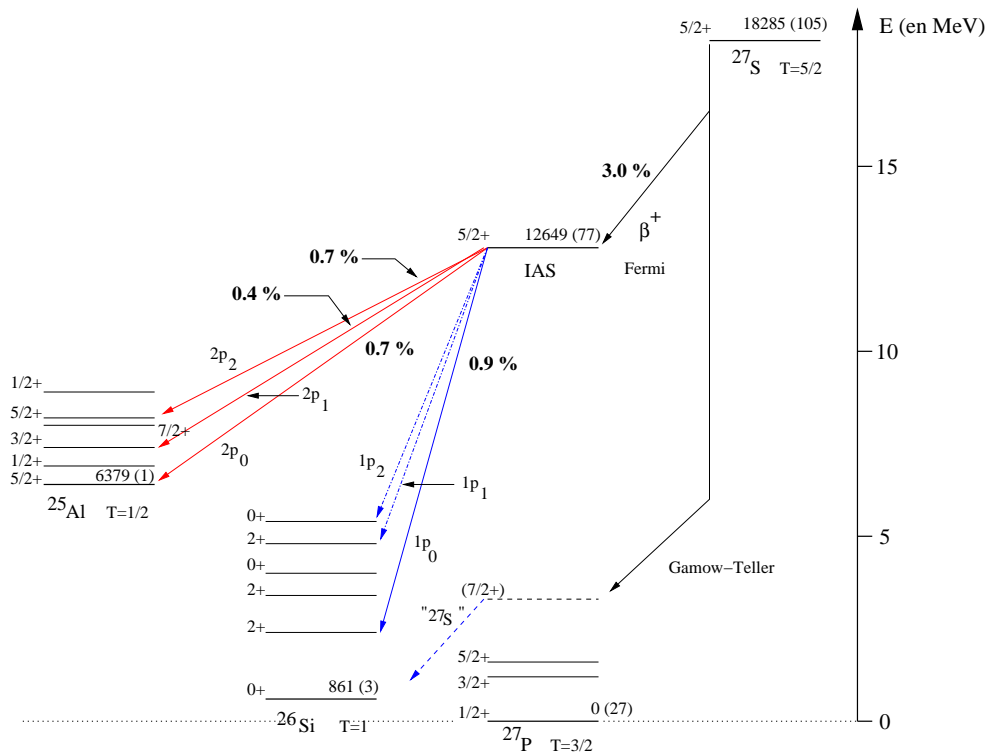


FIG. 5.10 – Schéma de désintégration partielle proposé pour le noyau  $^{27}\text{S}$ .

reconstruit donc l'énergie totale en sommant E3+E2 ou E3+E4. Lors de cette analyse, nous avons utilisé le seul couple (E3, E4) qui présentait la plus forte statistique pour ce genre d'événements. Nous ne disposons pas de calibration spécifique pour le détecteur E4 et nous avons donc dû l'extrapoler, d'où l'introduction d'erreurs importantes, de l'ordre de 300 à 400 keV.

La raie, "1p<sub>0</sub>", à 10560 ± 400 keV semble correspondre à l'émission proton entre l'IAS et le premier 2<sup>+</sup> excité à 1795 keV du <sup>26</sup>Si. L'estimation basée sur les excès de masse [Aud97] prévoit ce pic à (9992 ± 80) keV, ce qui demeure compatible avec notre mesure.

Les événements "1p<sub>1</sub>" et "1p<sub>2</sub>" donnant un pic large aux alentours de 7.8 MeV, pourraient correspondre à des protons émis vers des états excités 2<sup>+</sup> préférentiellement (ou 0<sup>+</sup>) du <sup>26</sup>Si. Là encore, ces hypothèses devront être confirmées ultérieurement par une expérience de mesure de coïncidences p-γ à statistique raisonnable.

A partir de la raie "2p<sub>0</sub>" et de l'excès de masse du <sup>25</sup>Al [Aud97], nous positionnons l'IAS à 12649 ± 77 keV au dessus du fondamental du <sup>27</sup>P. Par conséquent, la transition "1p<sub>0</sub>" est attendue à 9993 ± 77 keV selon notre estimation et ceci est à environ une déviation standard de notre mesure.

L'IAS est alimenté par une transition de Fermi "superpermise" (logft = 3.5). Il nous est donc possible, en utilisant la période mesurée et le logf donné par N. B. Gove et al [Gov71], de déterminer le rapport d'embranchement β sur L'IAS. Dans le cas, T=5/2, T<sub>Z<sub>i</sub></sub>=5/2 et T<sub>Z<sub>f</sub></sub>=3/2, ce qui donne < M<sub>F</sub> ><sup>2</sup>=5 et la formule 1.49 (chapitre I) conduit ainsi à : BR(β<sub>IAS</sub>) = (3.0 ± 0.7) %. Ce résultat est en bon accord avec celui obtenu expérimentalement en faisant la somme des rapports d'embranchement mesurés correspondant à l'émission 1 et 2 protons à partir de l'IAS : 2.7 ± 1.2 % (voir tableau 5.1).

Nous avons également déduit les rapports d'embranchement protons pour les cinq raies suivantes : "2p<sub>0</sub>", "2p<sub>1</sub>", "2p<sub>2</sub>", "1p<sub>0</sub>" et "<sup>27</sup>S".

Le tableau 5.1 résume les résultats obtenus et la figure 5.10 montre le schéma de décroissance du <sup>27</sup>S.

$E_p$ ( $\Delta E$ ) (en keV)	Dénomination	$E_p$ "attendue"*	Intensité	BR en %
2260 (40)	<sup>27</sup> S	-	140 (25)	1.9 ± 0.4
4280 (40)	<sup>25</sup> Si	4250	78 (18)	-
4430 (50)	2p <sub>2</sub>	4480	35 (15)	0.7 ± 0.3
5315 (60)	2p <sub>1</sub>	5315	20 (7)	0.4 ± 0.2
6270 (50)	2p <sub>0</sub>	6270	32 (13)	0.7 ± 0.3
10560 (400)	1p <sub>0</sub>	9992	16 (5)	0.9 ± 0.4

TAB. 5.1 – Raies 1p et 2p retardées β, identifiées dans la désintégration du <sup>27</sup>S. \* voir paragraphe 5.7 sur les excès de masse.

Les rapports d'embranchement (BR) ont été déduits des intensités en tenant compte des corrections dues à l'efficacité de détection "proton" (figure 5.11). Cette efficacité a été obtenue par simulation Monté Carlo de la réponse du détecteur pour des énergies proton allant de 500 keV à 10 MeV.

Le rapport β<sub>2p</sub>/β<sub>1p</sub> rend compte du rapport des désintégrations vers les états non liés/liés du noyau fils-1p (ici <sup>26</sup>Si) apportant donc une information sur le mécanisme.

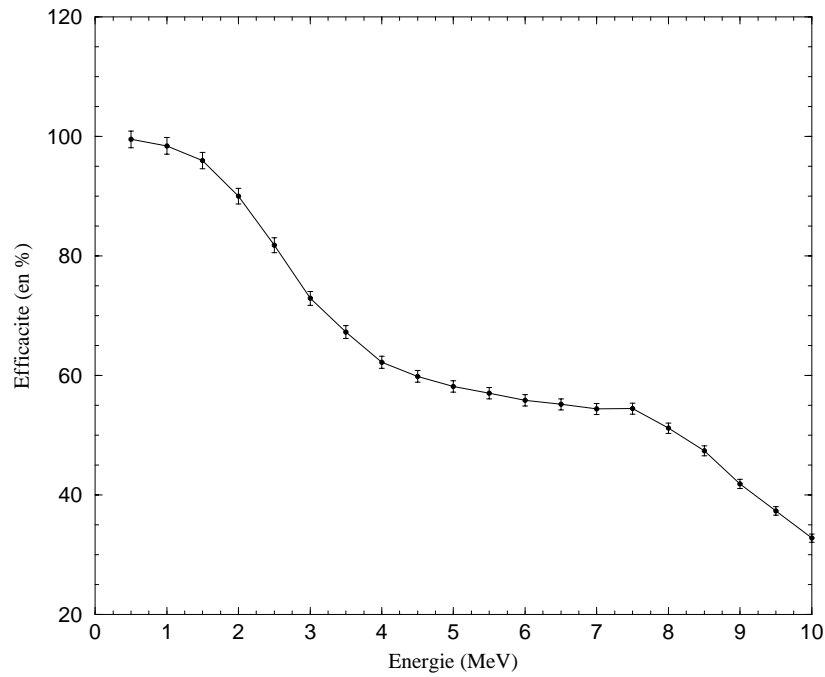


FIG. 5.11 – Efficacité calculée de la détection des protons.

Expérimentalement, nous obtenons :

$$\frac{\beta_{2p}}{\beta_{1p}} = 0.9 \pm 0.6 \quad (5.1)$$

Ce résultat est en assez bon accord avec la valeur de 1 calculée pour ce noyau par C. Detraz [D91]. La forte intensité de l'émission  $\beta_{2p}$  du  $^{27}\text{S}$  indique que l'émission  $2p$  est dominée par un mécanisme de type séquentiel.

## 5.6 Synthèse et comparaison avec les prédictions du modèle en couches

L'excès de masse de  $^{25}\text{Al}$  est connu avec une grande précision :  $-8915.7 \pm 0.7$  keV [Aud97]. En tenant compte de l'excès de masse du  $^1\text{H}$  et de la transition  $2p_0$ , nous positionnons l'IAS à  $12649 \pm 77$  keV au dessus du fondamental du  $^{27}\text{P}$ . Les excès de masse du  $^{27}\text{P}$  et du  $^{26}\text{Si}$  sont respectivement  $-715 \pm 27$  keV [Cag00] et  $-7145 \pm 3$  keV [Aud97].

A partir des niveaux excités du  $^{25}\text{Al}$  et  $^{26}\text{Si}$  (référence NDS), nous avons déduit les énergies protons "attendues" pour les différentes raies répertoriées dans le tableau 5.1. Un très bon accord relie les valeurs expérimentales et calculées, exception faite de la transition  $1p_0$ . Cet écart provient sans nul doute, de la méthode de reconstruction peu précise des événements dont l'énergie est supérieure à  $\sim 8$  MeV. Néanmoins, cette raie ne peut correspondre qu'à une transition  $1p$  du fait de sa période similaire à celle du  $^{27}\text{S}$  et de son énergie supérieure à  $2p_0$ .

En utilisant la paramétrisation [Ant86] du déplacement de l'énergie coulombienne (formule 5.2) et la différence de masse entre le neutron et l'atome d'hydrogène ( $\Delta nH$ ), nous pouvons estimer la différence en énergie entre le niveau fondamental du  $^{27}\text{S}$  et l'IAS.

$$\Delta E_c = 1440.8 \frac{\tilde{Z}}{A^{1/3}} - 1026.3 \text{ keV} \quad (5.2)$$

où  $\Delta E_c$  représente la différence d'énergie coulombienne entre deux noyaux voisins,  $\tilde{Z}$  le nombre atomique moyen et  $A$  la masse. Pour  $\tilde{Z} = 15.5$  et  $A = 27$ , nous obtenons  $\Delta E_c = 6418 \text{ keV}$  ce qui conduit à une différence d'énergie de  $5636 \text{ keV}$  entre l'IAS et l'état fondamental du  $^{27}\text{S}$  (en tenant compte de  $\Delta nH$ ). Ces énergies sont reportées sur la figure 5.10. Le fondamental du  $^{27}\text{P}$  est pris comme référence zéro.

Des calculs de modèle en couches ont été réalisés utilisant l'interaction  $W$  pour la couche  $sd$  [Broed, Bro88]. La plupart des modèles en couches décrivant la région de masse  $A = 17-39$ , se caractérise par l'utilisation systématique de tous les états pouvant être générés à partir des trois orbitales  $0d$  et  $1s$ . L'approche de ce modèle consiste à traiter les éléments de matrice à deux corps et les énergies de particule individuelle comme des paramètres ajustés en fonction des énergies de liaison et d'excitation expérimentales.

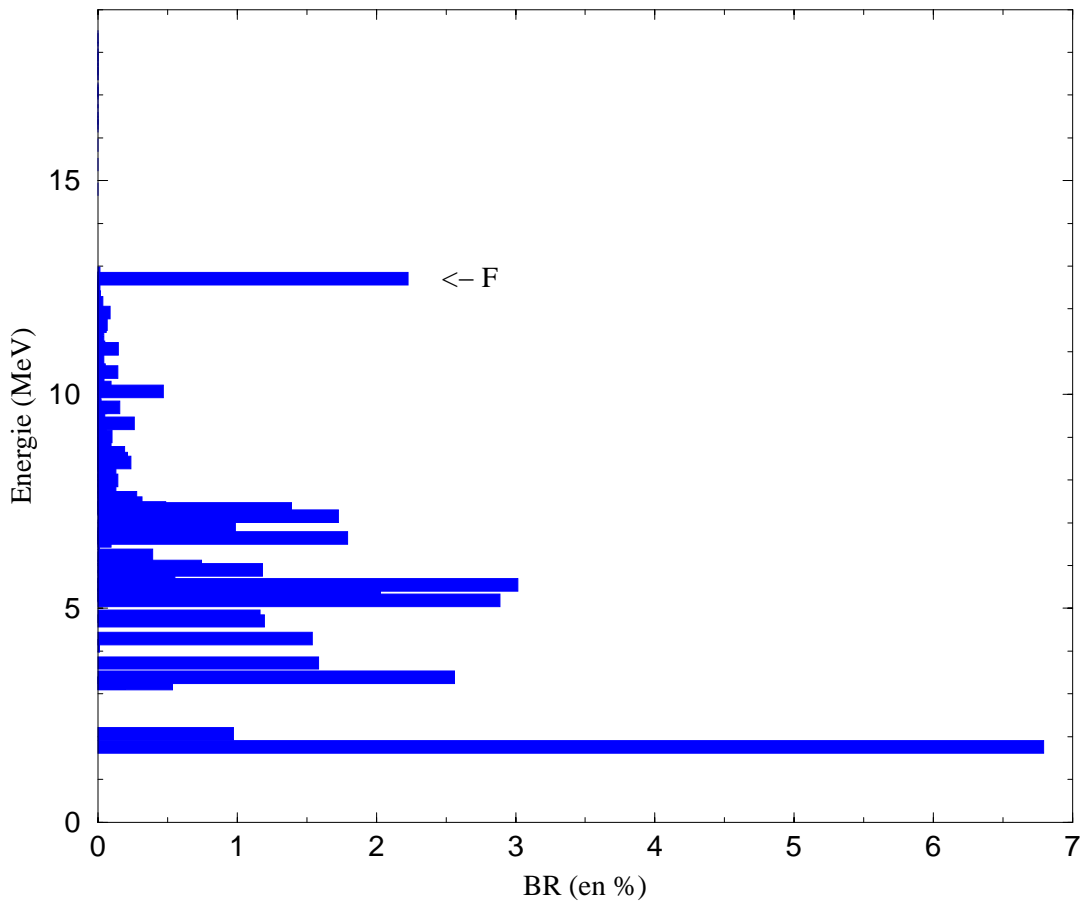


FIG. 5.12 – Distribution de la force Gamow-Teller calculée pour le  $^{27}\text{S}$ . (premier niveau excité  $3/2^+$  à  $984 \text{ keV}$  non représenté). F indique la position de l'IAS.

Le traitement des 63 éléments de matrice à deux corps composant la couche  $sd$  et fixant tous les paramètres de l'Hamiltonien est loin d'être trivial. Le problème est contourné en leur substituant une interaction effective obtenue par l'analyse de 447 énergies d'excitations et de liaisons des niveaux de la couche  $sd$  : l'interaction  $W$ .

Les calculs de Brown [Bro00] prédisent une durée de vie de 12.22 ms pour le  $^{27}\text{S}$  qui est en bon accord avec notre résultat. De même le rapport de branchement  $BR(\beta_{IAS})$ , estimé à 2.23 % concorde avec les valeurs de  $3.0 \pm 0.7$  % (extraite à partir de la mesure de période) et de  $2.7 \pm 1.2$  % (provenant de la somme des branchements expérimentaux).

La figure 5.12 représente la distribution de la force Gamow-Teller calculée à partir du modèle en couches. Brown et al. introduisent un opérateur GT effectif en renormalisant les éléments de matrice de façon que la règle des sommes soit vérifiée.

L'alimentation  $\beta$  du premier niveau  $3/2^+$  à 0.984 MeV d'énergie d'excitation n'est pas reportée pour deux raisons :

- la différence en énergie de 130 keV environ avec l'état fondamental du  $^{26}\text{Si}$  est trop faible par rapport à la barrière coulombienne pour que l'émission proton soit possible,
- son alimentation, calculée à plus de 56 % écraserait le reste de la distribution de la force.

Les calculs situent l'IAS à 12707 keV ce qui est en très bon accord avec notre estimation ( $12649 \pm 77$  keV).

Les résultats complets de ces calculs sont présentés en Annexe.



# Conclusion

Dans ce mémoire, en mettant à profit la désintégration  $\beta$ , nous avons abordé l'étude de la structure de noyaux riches en protons appartenant à deux régions de la carte des isotopes.

Grâce à la technique HIGISOL, particulièrement bien adaptée à la séparation en ligne d'isotopes à vie brève dans le cas d'éléments très réfractaires, nous avons pu étudier la désintégration  $\beta^+$ /CE du  $^{125}\text{Ce}$ . Cette technique s'affirme comme essentielle dans l'avenir pour la "manipulation" de faisceaux radioactifs. Elle constitue un excellent injecteur pour des systèmes de refroidissement et de piègeage des ions. On peut citer des projets comme SHIPTRAP à Darmstadt ou encore ceux de Jyväskylä (Finlande) et Argonne (USA). De même, on a l'intention de l'utiliser en tant que "gas catcher" dans les installations de faisceaux radioactifs de seconde génération.

Lors de l'étude de la désintégration  $\beta$   $^{125}\text{Ce} \rightarrow ^{125}\text{La}$ , nous avons découvert un nouvel isomère de  $(390 \pm 40)$  ms. La transition isomérique de 107 keV observée est de nature E3 ; elle correspond à une excitation de type individuelle comme nous l'indique son facteur d'interdiction ( $F_W=1.0 \pm 0.2$ ). La période du  $^{125}\text{Ce}$ , mesurée à  $(9.6 \pm 0.4)$  s, est en excellent accord avec les valeurs antérieures. Par ailleurs, la mesure des électrons de conversion interne des principales raies du  $^{125}\text{La}$  nous a permis d'attribuer la multipolarité de chacune d'entre elles. A l'exception de l'isomère, toutes ces raies ont une durée de vie inférieures à 2 ns, confirmant par la même, les multipolarités assignées. Ce travail a contribué à approfondir nos connaissances sur la structure du noyau  $^{125}\text{La}$ .

La diminution de l'écart en énergie des niveaux  $15/2^-$ - $11/2^-$  et les  $B(E2, 15/2^-$ - $11/2^-)$  dans la série des lanthanides impairs déficients en neutrons avaient déjà indiqué une déformation quadrupolaire importante ( $\beta_2 \geq 0.25$ ) ; l'évolution observée pour l'énergie d'excitation de l'état intrinsèque  $11/2^-$  le confirme.

Un schéma partiel de bas spin est proposé, mais il n'a pas été possible de lever tous les voiles restants sur le  $^{125}\text{La}$ . Les calculs des différents modèles théoriques indiquent tous que 4 niveaux sont potentiellement candidats à l'état fondamental :  $1/2^+$ ,  $3/2^+$ ,  $5/2^+$ , et  $11/2^-$  ; ces 4 niveaux se trouvant à moins de 150 keV les uns des autres.

La connexion avec le schéma obtenu "in beam" reste encore en suspens et trouvera sans doute une réponse dans une expérience de type "jet d'hélium" et l'observation "in beam" de la transition isomérique utilisant un faisceau pulsé ( $\sim$  seconde) qui nous donneraient une statistique très importante.

Enfin, l'étude de la désintégration  $\beta^+$ /CE des noyaux encore plus déficients, c'est-à-dire l'approche de la fermeture  $N=64$ , pourraient révéler, dans un proche avenir, des phénomènes nouveaux.

Au GANIL, par fragmentation d'un faisceau de  $^{36}\text{Ar}$  à 95 MeV/u sur une cible de

carbone, nous avons étudié la désintégration  $\beta$ -p et  $\beta$ -2p du  $^{27}\text{S}$  appartenant au quintuplet d'isospin  $T=5/2$ . La période de ce noyau a été remesurée avec précision et vaut :  $(15.5 \pm 1.5)$  ms. En sus de la raie 2 protons déjà connue à  $\sim 6300$  keV, le taux de production et la sélectivité de LISE3 nous ont permis d'observer deux autres branches  $\beta$ -2p à 4430 et 5315 keV et de mettre en évidence pour la première fois une transition correspondant à l'émission  $\beta$ -p sur un niveau excité du  $^{26}\text{Si}$ . En outre, une émission proton à partir d'un niveau excité  $^{27}\text{P}$  alimenté par désintégration  $\beta$  Gamow-Teller a été observée. Cette analyse nous a également permis de déduire le rapport de branchement  $\beta$  vers l'IAS ainsi que les rapports de branchement proton vers les différents états excités.

La comparaison avec les prédictions théoriques du modèle de Brown et al. montre que nos résultats sont en bon accord avec celles-ci, aussi bien du point de vue de la période que pour le rapport de branchement  $\beta$ . La poursuite de l'étude de ce noyau et de ses modes de désintégration demeure essentielle, en particulier, la désintégration  $\beta$ - $\gamma$  qui donnera des informations sur les niveaux excités du  $^{27}\text{P}$ . Ces résultats expérimentaux représenteront des tests forts pour les calculs de modèle en couches.

D'autre part, la poursuite de l'étude du mécanisme d'émission  $\beta$ -2p ainsi que la mise en évidence des modes  $\beta$ -3p et  $\beta$ - $\alpha$  constituent un domaine de recherche excitant pour les prochaines années.



# Annexe A

Le tableau ci-dessous présente les résultats des calculs concernant la désintégration  $^{27}\text{S} \rightarrow ^{27}\text{P}$ , réalisés par Brown [Bro00].

Les paramètres utilisés sont les suivants :

- $Q_{CE}$  expérimental : 18.260 MeV.
- $J_i, T_i = 5/2, 5/2$ .
- $\langle M_F \rangle = 5$ .
- $ft = \frac{6177}{1.251^2(\langle M_F \rangle + \langle M_{GT} \rangle)}$ .
- somme  $B(\text{GT})/3|N-Z| = 0.16466$ .
- TH  $[BR*B(\text{GT})/3|N-Z|] = 0.00000$
- EXP  $[BR*B(\text{GT})/3|N-Z|] = 0.00000$

La période calculée vaut 12.22 ms.

$J_f$	$T_f$	Ex(MeV)	BR(%)	BR(%) somme	Log(ft)	B(GT)	B(GT) somme	Log(fA)
1.5	1.5	0.984	56.8814	43.119	4.304	0.196	0.196	5.972
2.5	1.5	1.756	6.7934	36.325	5.124	0.030	0.226	5.869
2.5	1.5	2.067	0.9738	35.351	5.925	0.005	0.230	5.827
3.5	1.5	3.238	0.5336	34.818	6.018	0.004	0.234	5.658
1.5	1.5	3.251	0.1974	34.620	6.448	0.001	0.236	5.656
3.5	1.5	3.389	2.5603	32.060	5.314	0.019	0.255	5.635
1.5	1.5	3.721	1.5842	30.476	5.472	0.013	0.268	5.584
2.5	1.5	4.121	0.0086	30.467	7.675	0.000	0.268	5.522
2.5	1.5	4.291	1.5398	28.928	5.394	0.016	0.284	5.494
3.5	1.5	4.705	1.1937	27.734	5.437	0.014	0.299	5.426
2.5	1.5	4.808	1.1635	26.570	5.431	0.015	0.313	5.409
2.5	1.5	5.190	2.8873	23.683	4.971	0.042	0.355	5.344
3.5	1.5	5.295	2.0290	21.654	5.106	0.031	0.386	5.326
1.5	1.5	5.315	0.0276	21.626	6.968	0.000	0.387	5.322
1.5	1.5	5.493	0.5470	21.079	5.640	0.009	0.396	5.291
2.5	1.5	5.543	3.0145	18.065	4.890	0.051	0.447	5.282
3.5	1.5	5.570	0.3399	17.725	5.833	0.006	0.452	5.277
1.5	1.5	5.745	0.5528	17.172	5.590	0.010	0.463	5.246
3.5	1.5	5.902	1.1810	15.991	5.232	0.023	0.486	5.217
1.5	1.5	5.976	0.7429	15.248	5.420	0.015	0.501	5.203
2.5	1.5	6.175	0.0270	15.221	6.821	0.001	0.501	5.166

$J_f$	$T_f$	Ex(MeV)	BR(%)	BR(%) somme	Log(ft)	B(GT)	B(GT) somme	Log(fA)
3.5	1.5	6.243	0.3904	14.831	5.649	0.009	0.510	5.153
1.5	1.5	6.517	0.0102	14.821	7.177	0.000	0.511	5.101
2.5	1.5	6.572	0.0936	14.727	6.206	0.002	0.513	5.090
3.5	1.5	6.644	1.7920	12.935	4.910	0.049	0.562	5.076
3.5	1.5	6.667	0.0086	12.926	7.222	0.000	0.562	5.071
1.5	1.5	6.737	0.0346	12.892	6.606	0.001	0.563	5.058
2.5	1.5	6.848	0.7578	12.134	5.243	0.023	0.585	5.036
2.5	1.5	6.915	0.9850	11.149	5.116	0.030	0.616	5.022
2.5	1.5	7.153	1.7252	9.424	4.824	0.059	0.675	4.974
1.5	1.5	7.319	1.3901	8.034	4.883	0.052	0.726	4.939
3.5	1.5	7.344	0.4852	7.549	5.335	0.018	0.745	4.934
2.5	1.5	7.352	0.0007	7.548	8.189	0.000	0.745	4.932
1.5	1.5	7.461	0.3148	7.233	5.499	0.013	0.757	4.909
3.5	1.5	7.542	0.0815	7.152	6.068	0.003	0.760	4.892
2.5	1.5	7.579	0.2771	6.875	5.529	0.012	0.772	4.884
1.5	1.5	7.730	0.0106	6.864	6.913	0.000	0.773	4.852
1.5	1.5	7.781	0.1292	6.735	5.816	0.006	0.779	4.840
3.5	1.5	7.836	0.0005	6.734	8.234	0.000	0.779	4.828
3.5	1.5	7.858	0.0930	6.641	5.942	0.005	0.783	4.823
2.5	1.5	7.990	0.0437	6.598	6.241	0.002	0.785	4.794
1.5	1.5	7.990	0.1403	6.457	5.734	0.007	0.793	4.794
2.5	1.5	8.120	0.0582	6.399	6.087	0.003	0.796	4.765
3.5	1.5	8.138	0.0088	6.390	6.902	0.000	0.796	4.761
3.5	1.5	8.208	0.1268	6.264	5.729	0.007	0.804	4.745
1.5	1.5	8.340	0.0339	6.230	6.272	0.002	0.806	4.714
2.5	1.5	8.359	0.0375	6.192	6.223	0.002	0.808	4.710
3.5	1.5	8.405	0.2367	5.956	5.412	0.015	0.824	4.699
1.5	1.5	8.413	0.0304	5.925	6.302	0.002	0.826	4.697
2.5	1.5	8.443	0.1681	5.757	5.552	0.011	0.837	4.690
3.5	1.5	8.498	0.2127	5.544	5.437	0.014	0.851	4.677
1.5	1.5	8.548	0.0021	5.542	7.429	0.000	0.851	4.665
2.5	1.5	8.601	0.0174	5.525	6.499	0.001	0.852	4.653
3.5	1.5	8.635	0.1905	5.334	5.452	0.014	0.866	4.645
2.5	1.5	8.698	0.0578	5.277	5.955	0.004	0.871	4.630
1.5	1.5	8.760	0.0230	5.253	6.339	0.002	0.873	4.615
3.5	1.5	8.765	0.0035	5.250	7.156	0.000	0.873	4.613
2.5	1.5	8.830	0.0138	5.236	6.545	0.001	0.874	4.597
1.5	1.5	8.853	0.0947	5.141	5.703	0.008	0.882	4.592
2.5	1.5	8.976	0.0435	5.098	6.010	0.004	0.886	4.561
2.5	1.5	9.018	0.0988	4.999	5.643	0.009	0.895	4.551
3.5	1.5	9.054	0.0084	4.991	6.703	0.001	0.895	4.542
3.5	1.5	9.094	0.0421	4.949	5.994	0.004	0.899	4.532
1.5	1.5	9.112	0.0587	4.890	5.846	0.006	0.905	4.527
3.5	1.5	9.209	0.0523	4.838	5.871	0.005	0.910	4.502
2.5	1.5	9.252	0.0004	4.837	7.977	0.000	0.910	4.491

$J_f$	$T_f$	Ex(MeV)	BR(%)	BR(%) somme	Log(ft)	B(GT)	B(GT) somme	Log(fA)
1.5	1.5	9.328	0.2589	4.578	5.146	0.028	0.939	4.472
3.5	1.5	9.395	0.0105	4.568	6.519	0.001	0.940	4.454
2.5	1.5	9.403	0.0038	4.564	6.959	0.000	0.940	4.452
2.5	1.5	9.419	0.0405	4.524	5.928	0.005	0.945	4.448
1.5	1.5	9.424	0.0475	4.476	5.858	0.005	0.950	4.447
1.5	1.5	9.573	0.0096	4.466	6.511	0.001	0.952	4.407
2.5	1.5	9.613	0.0074	4.459	6.617	0.001	0.953	4.396
3.5	1.5	9.620	0.0197	4.439	6.186	0.003	0.955	4.394
3.5	1.5	9.692	0.0634	4.376	5.660	0.009	0.964	4.375
2.5	1.5	9.699	0.1568	4.219	5.265	0.021	0.985	4.373
1.5	1.5	9.727	0.0210	4.198	6.130	0.003	0.988	4.365
2.5	1.5	9.813	0.0217	4.176	6.092	0.003	0.991	4.342
3.5	1.5	9.857	0.0006	4.176	7.630	0.000	0.991	4.330
2.5	1.5	10.002	0.0007	4.175	7.545	0.000	0.992	4.289
3.5	1.5	10.023	0.0106	4.165	6.347	0.002	0.993	4.283
1.5	1.5	10.076	0.4698	3.695	4.683	0.082	1.075	4.268
3.5	1.5	10.122	0.0496	3.645	5.647	0.009	1.084	4.255
1.5	1.5	10.158	0.0936	3.552	5.360	0.017	1.101	4.244
2.5	1.5	10.245	0.0318	3.520	5.804	0.006	1.107	4.219
3.5	1.5	10.281	0.0016	3.518	7.103	0.000	1.108	4.209
3.5	1.5	10.310	0.0018	3.516	7.039	0.000	1.108	4.200
2.5	1.5	10.372	0.0409	3.476	5.658	0.009	1.117	4.182
1.5	1.5	10.375	0.0019	3.474	6.984	0.000	1.117	4.181
2.5	1.5	10.385	0.0001	3.474	8.335	0.000	1.117	4.178
3.5	1.5	10.451	0.0181	3.455	5.988	0.004	1.121	4.158
1.5	1.5	10.476	0.0419	3.414	5.616	0.010	1.131	4.150
2.5	1.5	10.520	0.1410	3.273	5.075	0.033	1.164	4.137
3.5	1.5	10.569	0.0501	3.222	5.510	0.012	1.176	4.122
2.5	1.5	10.597	0.0004	3.222	7.603	0.000	1.176	4.114
1.5	1.5	10.603	0.0018	3.220	6.934	0.000	1.177	4.112
3.5	1.5	10.609	0.0230	3.197	5.836	0.006	1.183	4.110
1.5	1.5	10.645	0.0095	3.188	6.210	0.002	1.185	4.099
1.5	1.5	10.694	0.0338	3.154	5.642	0.009	1.194	4.084
2.5	1.5	10.711	0.0019	3.152	6.894	0.001	1.195	4.078
2.5	1.5	10.785	0.0410	3.111	5.530	0.012	1.206	4.055
3.5	1.5	10.799	0.0146	3.097	5.973	0.004	1.210	4.051
3.5	1.5	10.830	0.0158	3.081	5.930	0.005	1.215	4.041
1.5	1.5	10.863	0.0037	3.077	6.551	0.001	1.216	4.030
3.5	1.5	10.943	0.0081	3.069	6.182	0.003	1.219	4.005
1.5	1.5	10.955	0.0102	3.059	6.079	0.003	1.222	4.001
2.5	1.5	10.961	0.0018	3.057	6.821	0.001	1.223	3.999
2.5	1.5	10.980	0.0064	3.051	6.276	0.002	1.225	3.993
3.5	1.5	11.017	0.0170	3.033	5.836	0.006	1.230	3.981
1.5	1.5	11.045	0.0015	3.032	6.876	0.001	1.231	3.972
3.5	1.5	11.067	0.1448	2.887	4.891	0.051	1.282	3.964

$J_f$	$T_f$	Ex(MeV)	BR(%)	BR(%) somme	Log(ft)	B(GT)	B(GT) somme	Log(fA)
1.5	1.5	11.100	0.0368	2.850	5.474	0.013	1.295	3.953
2.5	1.5	11.103	0.0471	2.803	5.366	0.017	1.312	3.952
3.5	1.5	11.166	0.0000	2.803	8.961	0.000	1.312	3.931
2.5	1.5	11.216	0.0421	2.761	5.377	0.017	1.329	3.915
1.5	1.5	11.225	0.0012	2.760	6.929	0.000	1.329	3.912
1.5	1.5	11.285	0.0026	2.757	6.568	0.001	1.330	3.891
2.5	1.5	11.323	0.0102	2.747	5.957	0.004	1.334	3.878
3.5	1.5	11.325	0.0013	2.746	6.846	0.001	1.335	3.878
1.5	1.5	11.353	0.0139	2.732	5.813	0.006	1.341	3.868
2.5	1.5	11.427	0.0236	2.708	5.556	0.011	1.352	3.842
3.5	1.5	11.462	0.0067	2.702	6.093	0.003	1.355	3.830
1.5	1.5	11.489	0.0316	2.670	5.408	0.015	1.371	3.821
2.5	1.5	11.494	0.0001	2.670	7.841	0.000	1.371	3.819
3.5	1.5	11.532	0.0413	2.629	5.277	0.021	1.392	3.805
3.5	1.5	11.592	0.0598	2.569	5.094	0.032	1.423	3.784
1.5	1.5	11.595	0.0031	2.566	6.382	0.002	1.425	3.783
2.5	1.5	11.603	0.0018	2.564	6.609	0.001	1.426	3.780
1.5	1.5	11.640	0.0663	2.498	5.033	0.037	1.463	3.767
1.5	1.5	11.733	0.0028	2.495	6.376	0.002	1.464	3.733
3.5	1.5	11.771	0.0027	2.492	6.378	0.002	1.466	3.719
2.5	1.5	11.774	0.0167	2.475	5.582	0.010	1.476	3.718
1.5	1.5	11.838	0.0004	2.475	7.180	0.000	1.476	3.694
3.5	1.5	11.912	0.0856	2.389	4.821	0.060	1.536	3.666
2.5	1.5	11.935	0.0001	2.389	8.007	0.000	1.536	3.658
1.5	1.5	12.016	0.0038	2.385	6.134	0.003	1.539	3.627
3.5	1.5	12.022	0.0169	2.369	5.483	0.013	1.552	3.624
2.5	1.5	12.055	0.0147	2.354	5.530	0.012	1.564	3.612
3.5	1.5	12.101	0.0097	2.344	5.694	0.008	1.572	3.594
1.5	1.5	12.143	0.0337	2.310	5.136	0.029	1.600	3.577
2.5	1.5	12.204	0.0000	2.310	12.059	0.000	1.600	3.553
3.5	1.5	12.223	0.0056	2.305	5.883	0.005	1.606	3.545
1.5	1.5	12.281	0.0175	2.287	5.366	0.017	1.623	3.522
2.5	1.5	12.371	0.0028	2.284	6.129	0.003	1.626	3.485
1.5	1.5	12.414	0.0110	2.273	5.512	0.012	1.638	3.467
3.5	1.5	12.463	0.0133	2.260	5.409	0.015	1.653	3.447
1.5	1.5	12.490	0.0008	2.259	6.617	0.001	1.654	3.436
3.5	1.5	12.538	0.0075	2.252	5.626	0.009	1.663	3.415
1.5	1.5	12.623	0.0076	2.244	5.587	0.010	1.674	3.379
2.5	2.5	12.707	2.2250	0.019	3.082	0.073	1.747	3.342
1.5	2.5	12.721	0.0058	0.013	5.661	0.009	1.755	3.336
1.5	1.5	12.834	0.0130	0.000	5.257	0.022	1.777	3.285
3.5	2.5	14.798	0.0002	0.000	5.846	0.006	1.783	2.131
2.5	2.5	15.378	0.0000	0.000	6.184	0.003	1.785	1.618
1.5	2.5	15.828	0.0000	0.000	6.276	0.002	1.788	1.106
2.5	2.5	16.278	0.0000	0.000	7.798	0.000	1.788	0.424

$J_f$	$T_f$	Ex(MeV)	BR(%)	BR(%) somme	Log(ft)	B(GT)	B(GT) somme	Log(fA)
1.5	2.5	16.350	0.0000	0.000	6.385	0.002	1.789	0.291
1.5	2.5	16.456	0.0000	0.000	5.803	0.006	1.795	0.081
2.5	2.5	16.629	0.0000	0.000	7.079	0.000	1.796	-0.305
3.5	2.5	16.843	0.0000	0.000	6.385	0.002	1.797	-0.821
2.5	2.5	17.044	0.0000	0.000	7.369	0.000	1.798	-1.181
3.5	2.5	17.100	0.0000	0.000	6.390	0.002	1.799	-1.241
1.5	2.5	17.138	0.0000	0.000	5.240	0.023	1.822	-1.275
1.5	2.5	17.501	0.0000	0.000	5.565	0.011	1.833	-1.618
3.5	2.5	17.502	0.0000	0.000	8.059	0.000	1.833	-1.619
2.5	2.5	17.609	0.0000	0.000	5.830	0.006	1.838	-1.751
3.5	2.5	17.811	0.0000	0.000	5.268	0.021	1.860	-2.075
2.5	2.5	17.830	0.0000	0.000	5.856	0.005	1.865	-2.113
1.5	2.5	17.937	0.0000	0.000	5.662	0.009	1.874	-2.363
1.5	2.5	18.090	0.0000	0.000	6.455	0.001	1.875	-2.926
3.5	2.5	18.295	0.0000	0.000	6.820	0.001	1.876	0.000
2.5	2.5	18.362	0.0000	0.000	6.142	0.003	1.879	0.000
1.5	2.5	18.444	0.0000	0.000	6.380	0.002	1.880	0.000
2.5	2.5	18.446	0.0000	0.000	5.973	0.004	1.885	0.000
1.5	2.5	18.822	0.0000	0.000	5.559	0.011	1.895	0.000
3.5	2.5	18.857	0.0000	0.000	6.371	0.002	1.897	0.000
2.5	2.5	18.918	0.0000	0.000	6.049	0.004	1.901	0.000
1.5	2.5	19.026	0.0000	0.000	6.139	0.003	1.904	0.000
2.5	2.5	19.036	0.0000	0.000	6.084	0.003	1.907	0.000
1.5	2.5	19.208	0.0000	0.000	6.651	0.001	1.908	0.000
3.5	2.5	19.332	0.0000	0.000	6.307	0.002	1.910	0.000
3.5	2.5	19.379	0.0000	0.000	6.698	0.001	1.910	0.000
2.5	2.5	19.389	0.0000	0.000	6.437	0.001	1.912	0.000
1.5	2.5	19.449	0.0000	0.000	6.859	0.001	1.912	0.000
3.5	2.5	19.534	0.0000	0.000	7.202	0.000	1.913	0.000
2.5	2.5	19.652	0.0000	0.000	7.883	0.000	1.913	0.000
3.5	2.5	19.662	0.0000	0.000	7.006	0.000	1.913	0.000
2.5	2.5	19.691	0.0000	0.000	5.987	0.004	1.917	0.000
3.5	2.5	19.775	0.0000	0.000	7.241	0.000	1.917	0.000
1.5	2.5	19.784	0.0000	0.000	6.315	0.002	1.919	0.000
2.5	2.5	19.887	0.0000	0.000	8.073	0.000	1.919	0.000
2.5	2.5	20.015	0.0000	0.000	6.361	0.002	1.921	0.000
3.5	2.5	20.121	0.0000	0.000	7.997	0.000	1.921	0.000
2.5	2.5	20.237	0.0000	0.000	6.179	0.003	1.924	0.000
1.5	2.5	20.247	0.0000	0.000	5.864	0.005	1.929	0.000
3.5	2.5	20.369	0.0000	0.000	6.007	0.004	1.933	0.000
1.5	2.5	20.457	0.0000	0.000	5.923	0.005	1.938	0.000
3.5	2.5	20.504	0.0000	0.000	6.553	0.001	1.939	0.000
2.5	2.5	20.525	0.0000	0.000	6.872	0.001	1.939	0.000
3.5	2.5	20.558	0.0000	0.000	6.283	0.002	1.941	0.000
2.5	2.5	20.584	0.0000	0.000	6.311	0.002	1.943	0.000

$J_f$	$T_f$	Ex(MeV)	BR(%)	BR(%) somme	Log(ft)	B(GT)	B(GT) somme	Log(fA)
1.5	2.5	20.585	0.0000	0.000	6.909	0.000	1.944	0.000
2.5	2.5	20.676	0.0000	0.000	7.128	0.000	1.944	0.000
1.5	2.5	20.834	0.0000	0.000	7.229	0.000	1.944	0.000
3.5	2.5	20.843	0.0000	0.000	5.694	0.008	1.952	0.000
2.5	2.5	20.874	0.0000	0.000	6.537	0.001	1.953	0.000
1.5	2.5	20.973	0.0000	0.000	6.332	0.002	1.955	0.000
1.5	2.5	21.007	0.0000	0.000	6.462	0.001	1.957	0.000
2.5	2.5	21.047	0.0000	0.000	5.906	0.005	1.962	0.000
2.5	2.5	21.052	0.0000	0.000	5.543	0.011	1.973	0.000
3.5	2.5	21.083	0.0000	0.000	6.399	0.002	1.974	0.000
3.5	2.5	21.174	0.0000	0.000	6.911	0.000	1.975	0.000
1.5	2.5	21.185	0.0000	0.000	6.737	0.001	1.976	0.000
2.5	2.5	21.188	0.0000	0.000	6.096	0.003	1.979	0.000
3.5	2.5	21.300	0.0000	0.000	7.189	0.000	1.979	0.000
1.5	2.5	21.395	0.0000	0.000	6.357	0.002	1.981	0.000
2.5	2.5	21.416	0.0000	0.000	5.879	0.005	1.986	0.000
2.5	2.5	21.467	0.0000	0.000	6.899	0.000	1.987	0.000
1.5	2.5	21.500	0.0000	0.000	5.962	0.004	1.991	0.000
3.5	2.5	21.534	0.0000	0.000	5.540	0.011	2.002	0.000
2.5	2.5	21.553	0.0000	0.000	6.609	0.001	2.003	0.000
3.5	2.5	21.607	0.0000	0.000	5.207	0.024	2.028	0.000
3.5	2.5	21.713	0.0000	0.000	5.235	0.023	2.051	0.000
3.5	2.5	21.736	0.0000	0.000	5.748	0.007	2.058	0.000
1.5	2.5	21.741	0.0000	0.000	5.654	0.009	2.066	0.000
2.5	2.5	21.753	0.0000	0.000	6.521	0.001	2.068	0.000
2.5	2.5	21.822	0.0000	0.000	5.797	0.006	2.074	0.000
3.5	2.5	21.841	0.0000	0.000	5.064	0.034	2.108	0.000
2.5	2.5	21.893	0.0000	0.000	5.251	0.022	2.130	0.000
1.5	2.5	21.899	0.0000	0.000	6.419	0.002	2.132	0.000
1.5	2.5	21.999	0.0000	0.000	5.871	0.005	2.137	0.000
3.5	2.5	22.088	0.0000	0.000	6.486	0.001	2.138	0.000
1.5	2.5	22.104	0.0000	0.000	5.038	0.036	2.175	0.000
2.5	2.5	22.129	0.0000	0.000	6.914	0.000	2.175	0.000
3.5	2.5	22.142	0.0000	0.000	5.670	0.008	2.183	0.000
3.5	2.5	22.255	0.0000	0.000	5.764	0.007	2.190	0.000
2.5	2.5	22.275	0.0000	0.000	6.791	0.001	2.191	0.000
1.5	2.5	22.323	0.0000	0.000	6.617	0.001	2.192	0.000
2.5	2.5	22.337	0.0000	0.000	5.693	0.008	2.200	0.000
3.5	2.5	22.389	0.0000	0.000	7.595	0.000	2.200	0.000
1.5	2.5	22.453	0.0000	0.000	6.114	0.003	2.203	0.000
2.5	2.5	22.478	0.0000	0.000	5.250	0.022	2.225	0.000
3.5	2.5	22.501	0.0000	0.000	5.053	0.035	2.260	0.000
2.5	2.5	22.503	0.0000	0.000	6.006	0.004	2.264	0.000
3.5	2.5	22.523	0.0000	0.000	6.430	0.001	2.265	0.000
1.5	2.5	22.536	0.0000	0.000	5.958	0.004	2.270	0.000

$J_f$	$T_f$	Ex(MeV)	BR(%)	BR(%) somme	Log(ft)	B(GT)	B(GT) somme	Log(fA)
2.5	2.5	22.587	0.0000	0.000	6.055	0.003	2.273	0.000
3.5	2.5	22.654	0.0000	0.000	7.599	0.000	2.273	0.000
2.5	2.5	22.669	0.0000	0.000	6.780	0.001	2.274	0.000
1.5	2.5	22.689	0.0000	0.000	6.872	0.001	2.275	0.000
3.5	2.5	22.724	0.0000	0.000	7.671	0.000	2.275	0.000
2.5	2.5	22.745	0.0000	0.000	6.712	0.001	2.275	0.000
3.5	2.5	22.803	0.0000	0.000	5.828	0.006	2.281	0.000
1.5	2.5	22.804	0.0000	0.000	7.482	0.000	2.281	0.000
1.5	2.5	22.824	0.0000	0.000	5.901	0.005	2.286	0.000
3.5	2.5	22.914	0.0000	0.000	6.438	0.001	2.288	0.000
2.5	2.5	22.916	0.0000	0.000	6.963	0.000	2.288	0.000
1.5	2.5	23.039	0.0000	0.000	5.343	0.018	2.306	0.000
2.5	2.5	23.057	0.0000	0.000	7.110	0.000	2.306	0.000
2.5	2.5	23.091	0.0000	0.000	7.620	0.000	2.307	0.000
1.5	2.5	23.096	0.0000	0.000	5.309	0.019	2.326	0.000
3.5	2.5	23.115	0.0000	0.000	6.275	0.002	2.328	0.000
3.5	2.5	23.153	0.0000	0.000	7.165	0.000	2.328	0.000
2.5	2.5	23.202	0.0000	0.000	5.419	0.015	2.343	0.000
1.5	2.5	23.236	0.0000	0.000	6.869	0.001	2.344	0.000
3.5	2.5	23.261	0.0000	0.000	5.936	0.005	2.348	0.000
2.5	2.5	23.301	0.0000	0.000	6.525	0.001	2.350	0.000
2.5	2.5	23.325	0.0000	0.000	6.177	0.003	2.352	0.000
1.5	2.5	23.388	0.0000	0.000	6.218	0.002	2.355	0.000
2.5	2.5	23.391	0.0000	0.000	8.329	0.000	2.355	0.000
3.5	2.5	23.411	0.0000	0.000	5.980	0.004	2.359	0.000
3.5	2.5	23.419	0.0000	0.000	6.206	0.002	2.361	0.000
2.5	2.5	23.496	0.0000	0.000	5.207	0.025	2.386	0.000
1.5	2.5	23.496	0.0000	0.000	7.101	0.000	2.386	0.000
3.5	2.5	23.523	0.0000	0.000	6.538	0.001	2.387	0.000
1.5	2.5	23.561	0.0000	0.000	7.177	0.000	2.388	0.000
3.5	2.5	23.589	0.0000	0.000	6.132	0.003	2.390	0.000
1.5	2.5	23.617	0.0000	0.000	7.583	0.000	2.391	0.000
2.5	2.5	23.688	0.0000	0.000	5.425	0.015	2.405	0.000
3.5	2.5	23.723	0.0000	0.000	5.694	0.008	2.413	0.000
1.5	2.5	23.729	0.0000	0.000	6.324	0.002	2.415	0.000
2.5	2.5	23.788	0.0000	0.000	6.822	0.001	2.416	0.000
3.5	2.5	23.818	0.0000	0.000	6.299	0.002	2.418	0.000
2.5	2.5	23.837	0.0000	0.000	5.219	0.024	2.442	0.000
3.5	2.5	23.852	0.0000	0.000	6.613	0.001	2.443	0.000
1.5	2.5	23.877	0.0000	0.000	6.739	0.001	2.443	0.000
2.5	2.5	23.898	0.0000	0.000	6.819	0.001	2.444	0.000
1.5	2.5	23.974	0.0000	0.000	6.375	0.002	2.446	0.000
3.5	2.5	24.000	0.0000	0.000	6.185	0.003	2.448	0.000
1.5	2.5	24.025	0.0000	0.000	7.367	0.000	2.448	0.000
3.5	2.5	24.027	0.0000	0.000	5.695	0.008	2.456	0.000

$J_f$	$T_f$	Ex(MeV)	BR(%)	BR(%) somme	Log(ft)	B(GT)	B(GT) somme	Log(fA)
3.5	2.5	24.089	0.0000	0.000	7.301	0.000	2.457	0.000
1.5	2.5	24.206	0.0000	0.000	8.298	0.000	2.457	0.000
3.5	2.5	24.251	0.0000	0.000	7.886	0.000	2.457	0.000
1.5	2.5	24.291	0.0000	0.000	6.025	0.004	2.460	0.000
1.5	2.5	24.314	0.0000	0.000	6.386	0.002	2.462	0.000
3.5	2.5	24.379	0.0000	0.000	6.608	0.001	2.463	0.000
1.5	2.5	24.424	0.0000	0.000	7.591	0.000	2.463	0.000
1.5	2.5	24.479	0.0000	0.000	7.414	0.000	2.463	0.000
1.5	2.5	24.601	0.0000	0.000	5.767	0.007	2.470	0.000



# Bibliographie

- [Ä81] J. Ärje. *Nucl. Instr. and Meth.*, **179** 533, 1981.
- [Ä85] J. Äystö, et al. *Phys. Rev. Lett.*, **55** 1384, 1985.
- [Ä86a] J. Ärje. Thèse de doctorat, Department of Physics, University of Jyväskylä, 1986.
- [Ä86b] J. Ärje, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 247** 431, 1986.
- [Ä87a] J. Ärje. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 26** 384, 1987.
- [Ä87b] J. Äystö, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 26** 394, 1987.
- [Ä89] J. Äystö, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 40/41** 489, 1989.
- [Ann87] R. Anne, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 257** 215, 1987.
- [Ann97] R. Anne. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 126** 279, 1997.
- [Ant86] M. S. Antony, et al. *At. Data Nucl. Data Tables*, **279**, 1986.
- [Asa93] M. Asai, et al. *JAERI TIARA Annual Report*, 1993.
- [Aud97] G. Audi, et al. *Nucl. Phys.*, **A 624**, 1997.
- [B94] R. Béraud, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 346** 196, 1994.
- [B98] R. Béraud, et al. *APH N.S. Heavy Ion Physics*, **7** 115, 1998.
- [Bet72] H. D. Betz. *Rev. Mod. Phys.*, **44** 465, 1972.
- [Bie68] J. P. Biersack. *Z. Phys.*, **211** 495, 1968.
- [Bla52] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf. *Theoretical Nuclear Physics*. John Wiley and sons, New York, 1952.
- [Bla97] B. Blank, et al. *Nucl. Phys.*, **A 615** 52, 1997.
- [Bog78] D. D. Bogdanov, et al. *Nucl. Phys.*, **A 307** 421, 1978.
- [Boh55] A. Bohr, B. R. Mottelson. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **27 n° 16**, 1955.
- [Boh74] A. Bohr, B. R. Mottelson. *Nuclear Structure vol. II : Nuclear Deformations*. Amsterdam, 1974.
- [Bor87] V. Borrel, et al. *Nucl. Phys.*, **A 473** 331, 1987.
- [Bor90] M. J. G. Borge, et al. *Nucl. Phys.*, **A 515** 21, 1990.
- [Bor91] V. Borrel, et al. *Nuclear Physics*, **A 531** 353, 1991.
- [Bou00] A. Boulal, et al. *European Physical Journal*, **A 7** 317, 2000.
- [Bro88] B. A. Brown, B. H. Wildenthal. *Annual Review of nuclear and particle Science*. Annual Reviews INC, 1988.
- [Bro00] B. A. Brown. 2000. Communication privée.

- [Broed] B. A. Brown, et al. *MSU Cyclotron Laboratory Report*, No. 524, 1985 (unpublished).
- [Cab84] M. D. Cable, et al. *Phys. Rev.*, **C 30** 1276, 1984.
- [Cag00] J. A. Caggiano, et al. (*to be published*), 2000.
- [Cam84] R. Campargue. *J. Phys. Chem*, **88** 4466, 1984.
- [Can99] G. Canchel, et al. *Eur. Phys. J.*, **A 5** 1, 1999.
- [Cas93] R. F. Casten. *Algebraic Approaches to Nuclear Structure*. Harwood Academic Publishers, 1993.
- [D91] C. Détraz. *Z. Phys. A*, **340** 227, 1991.
- [Dau99] J. M. Daugas. Thèse de doctorat, Université de Caen, 1999.
- [Dav58] A. S. Davydov, et al. *Nucl. Phys.*, **8** 237, 1958.
- [dB97] P. V. den Bergh, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 126** 194, 1997.
- [Den87a] K. Deneffe. Thèse de doctorat, Instituut voor Kern- en Stralings-fysika, Leuven, 1987.
- [Den87b] K. Deneffe, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 26** 399, 1987.
- [Den95] P. Dendooven, et al. Rap. tech., Annual Report, 1995. P 18.
- [Den97] P. Dendooven. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 126** 182, 1997.
- [Den98] P. Dendooven, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 408** 530, 1998.
- [Dio89] J. S. Dioniso, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 282** 117, 1989.
- [Dra69] O. Dragoun, et al. *Nucl. Data Tables*, **A 6** 235, 1969.
- [Dro80] C. Droste, et al. *Nucl. Phys.*, **A 341** 98, 1980.
- [Dro00] C. Droste. 2000. Communication privée.
- [dW68] W. de Wiclawik, N. Perrin. *J. Phys. Coll. C29*, **C 1** 104, 1968.
- [Ewa67] A. Ewart, M. Kaplan. *Phys. Rev.*, **162** 944, 1967.
- [Fir96] R. B. Firestone. *Table of Isotopes*. J. Wiley and sons, 8<sup>eme</sup> édn., 1996.
- [Foi98] C. Foin, et al. *Eur. Phys. J.*, **A 1** 117, 1998.
- [Fyn00] H. Fynbo, et al. *Nucl. Phys.*, **A 677** 38, 2000.
- [Gar73] J. D. Garcia. *Rev. Mod. Phys.*, **15** 111, 1973.
- [Gar88] D. Gardès. *Séminaire de la division de recherches expérimentales, IPN Orsay*, 1988.
- [Gen96] J. Genevey, et al. *Z. Phys.*, **A 356** 7, 1996.
- [Giz97] A. Gizon, et al. *Z. Phys.*, **A 359** 11, 1997.
- [Gol60] V. I. Gol'danskii. *Nucl. Phys.*, **19** 482, 1960.
- [Gol80a] V. I. Gol'danskii. *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **32** 572, 1980.
- [Gol80b] V. I. Gol'danskii. *Sov. Phys. JETP lett.*, **32** 554, 1980.
- [Gov71] N. B. Gove, et al. *Nucl. Data Tables*, **10** 205, 1971.
- [Gus67] C. Gustafson, et al. *Arkiv Fysik*, **36** 613, 1967.
- [Hag68] K. T. Hager, et al. *Nucl. Data Tables*, **A 4** 1, 1968.

- [Han79] L. Handschug, H. Backe. *Nucl. Instr. and Meth.*, **161** 117, 1979.
- [Har65] J. C. Hardy, et al. *Phys. Lett.*, **15** n° **3** 276, 1965.
- [Har99] D. J. Hartley, et al. *Physical Review*, **C 60**, 1999.
- [Hon93] J. X. Hong, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 333** 274, 1993.
- [Iac00] F. Iachello. *Nuclear Physics News*, **10** 12, 2000.
- [Ich92] S. Ichikawa. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 70** 156, 1992.
- [Iiv91] A. Iivonen, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 307** 69, 1991.
- [Ina92] T. T. Inamura, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 70** 226, 1992.
- [Jah85] R. Jahn, et al. *Phys. Rev.*, **C 31** 1576, 1985.
- [Knu81] H. Knudsen. *Phys. Rev.*, **A 23** 597, 1981.
- [Kud96] Y. Kudryavtsev, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 114** 350, 1996.
- [Lan81] M. Langevin. *Rapport IPNO*, (Ph. N. 81-09), 1981.
- [Lea76] G. Leander. *Nucl. Phys.*, **A 273** 286, 1976.
- [Lei73] J. R. Leigh, et al. *Nucl. Phys.*, **A 213** 1, 1973.
- [Lev53] J. S. Levinger. *Phys. Rev.*, **90** 11, 1953.
- [Lin61] J. Lindhard. *Phys. Rev.*, **124** 128, 1961.
- [Lin63] J. Lindhard. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk*, **33** 1, 1963.
- [Lin84] W. Lindinger. *Swarms of Ions and Electrons in Gases*. Springer-Verlag Wien, New York, 1984.
- [Lob95] K. T. Loberg, et al. *IEEE trans. on Nucl. Sci.*, **42** 17, 1995.
- [Mö95] P. Möller, et al. *Atomic Data Nuclear Data Tables*, **59** 185, 1995.
- [Mas79] H. S. W. Massey. *Atomic and Molecular Collisions*. Taylor & Francis Ltd, London, isbn 0-85066-144-7 édn., 1979.
- [May48] M. G. Mayer. *Phys. Rev.*, **74** 235, 1948.
- [MB82] W. U. M. Brewezyk, S. G. Rohozinski. *Annual Report, Warsaw University, Nuclear Physics Laboratory Institute of Experimental Physics* 36, 1982.
- [McD73] E. W. McDaniel. *the Mobility and Diffusion of the Ions in Gases*. John Wiley and Sons, New York, 1973.
- [Mor87] K. Morita, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 27** 399, 1987.
- [Mor92] K. Morita, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **B 70** 220, 1992.
- [Mos53] S. A. Moszkowski. *Phys. Rev.*, **89** 474, 1953.
- [MTV75] J. Meyer-Ter-Vehn. *Nucl. Phys.*, **A 249** 111 et 141, 1975.
- [nds93] *Nucl. Data Sheets*, **70** 531, 1993.
- [nds97] *Nucl. Data Sheets*, **80** 895, 1997.
- [nds99] *Nucl. Data Sheets*, **86** 955, 1999.
- [Nik68] V. S. Nikolaev. *Phys. Lett.*, **A 28** 277, 1968.
- [Nil55] K. Nilsson. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **29**(no.16), 1955.
- [Nit83] J. M. Nitschke, et al. *Z. Phys.*, **A 312** 265, 1983.

- [Nor70] L. C. Northcliffe. *Nucl. Data Tables*, **A 7** 233, 1970.
- [Ohy93] S. Ohya, et al. *Nucl. Data Sheets*, **70** 531, 1993.
- [Par91] J. M. Parmonen, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 306** 504, 1991.
- [Pau98] E. S. Paul, et al. *Phys. Rev.*, **C 58** 801, 1998.
- [Poe89] D. N. Poenaru, M. S. Ivaşcu. *Particle emission from nuclei, vol III*. CRC press, 1989.
- [PR70] P. S. P. Ring. *the Nuclear Many-Body Problem*. Springer, New-York, 1970.
- [Rad01] Z. Radivojevic. Thèse de doctorat, Department of Physics, University of Jyväskylä, 2001.
- [RE88] D. Rolando-Eugio. *Mémoire ingénieur CNAM, Centre régional associé de Lyon*, 1988.
- [Rei89] J. E. Reiff, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 276** 228, 1989.
- [Sne57] A. H. Snell. *Phys. Rev.*, **107** 740, 1957.
- [Son99] A. A. Sonzogni, et al. *Phys. Rev. Lett.*, **83** 1116, 1999.
- [Spr89] G. D. Sprouse, et al. *Phys. Rev. Lett.*, **63** 1463, 1989.
- [Sta96] K. Starosta, et al. *Phys. Rev.*, **C 53** 137, 1996.
- [Sta97] K. Starosta, et al. *Physical Review*, **C 55** 2794, 1997.
- [Tas89] P. Taskinen, et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 281** 539, 1989.
- [Val82] L. Valentin. *Physique subatomique : noyaux et particules*. Hermann, Paris, 1982.
- [Val88] K. Valli, et al. *2<sup>nd</sup> Workshop on ion guide based isotope separation, Lycen 88-21, Pélussin*, 1988.
- [Wan53] G. H. Wannier. *Bell System Tech. J.*, **32** 170, 1953.
- [Wil86] P. A. Wilmarth, et al. *Z. Phys.*, **A 325** 485, 1986.
- [Wit73] A. B. Wittkower. *Phys. Rev.*, **A 7** 159, 1973.
- [Zaa00] A. Zaafa, et al. *Lycen 2000-108*, 2000.