



9702485  
**SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE**

Section FNS  
Doc. enreg. n° : 23/1/98  
N° TRN : FR.9.8.03409  
Destination : I.I.C.D.



**NUMÉRISÉ**



DAPNIA/SPhN-97-02T

09/1997

**ISOMERISME NUCLEAIRE DANS LES  
FRAGMENTS DE FISSION PRODUITS DANS  
LA FISSION SPONTANEE DU <sup>252</sup>Cf**

**DAPNIA**

Claire GAUTHERIN

Numéro d'ordre D.U. : 926

**UNIVERSITE BLAISE PASCAL**  
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

**ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES**  
N ° : 150

# **THESE**

présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR D'UNIVERSITE**  
(Spécialité : Physique nucléaire)

PAR

**Claire GAUTHERIN**  
Diplômée d'Etudes Approfondies

**ISOMERISME NUCLEAIRE DANS LES  
FRAGMENTS DE FISSION PRODUITS DANS LA  
FISSION SPONTANEE DU  $^{252}\text{Cf}$**

soutenue publiquement le 10 juillet 1997, devant la commission d'examen

G. Roche    Président  
G. Barreau    Rapporteur  
D. Goutte    Rapporteur  
M. Dupont  
J. Durell  
R. Lucas  
V. Méot

## Remerciements

Un travail de recherche ne s'effectue jamais seul, il est le fruit (légitime) de nombreuses confrontations, souvent fructueuses, quelquefois houleuses, parfois surprenantes, mais toujours utiles ! Ce travail n'aurait pu voir le jour sans l'aide, la présence ou tout simplement l'écoute de nombreuses personnes, avec lesquelles j'ai vécu cette aventure.

Je remercie vivement Jean Mougey et Jacques Martino, chefs successifs du Service de Physique Nucléaire du CEA Saclay, pour m'y avoir accueillie et soutenue. Je suis reconnaissante envers Dominique Goutte et Gérard Barreau, maître ès cellules, qui ont bien voulu juger ce travail et accepté d'en être les rapporteurs. Leurs critiques et suggestions ont apporté la touche finale à ce mémoire. Je remercie Guy Roche et Marcel Dupont, le premier pour avoir accepté de présider le jury de thèse, et le second pour avoir été un directeur de thèse très compréhensif, malgré l'éloignement géographique. J'exprime ma gratitude à John Durell qui a accepté de traverser le *Channel* pour faire partie de mon jury et avec qui je garde l'espoir de collaborer dans l'avenir.

Mes remerciements s'adressent sans détour à Renée Lucas, qui a accepté de superviser les deux dernières années de ce travail. Sa présence permanente, au laboratoire ou en expérience, m'aura permis de comprendre à quel point la Recherche peut être prenante. Je lui réitère mes remerciements les plus vifs pour tout le souci et probablement les quelques cheveux blancs que j'ai pu lui causer. Au jeune retraité Xuan Ho Phan, qui m'a fait découvrir le métier avec une gentillesse, une patience et une minutie sans égales, *cám on!*

Un énorme merci à Vincent Méot, prédécesseur de Renée pour les premières années de ma thèse, dont le départ du SPhN a été une déchirure pour moi. Malgré l'éloignement, il a toujours su trouver et le temps et les mots pour me faire comprendre les subtilités de la spectroscopie  $\gamma$ . Sa disponibilité et son enthousiasme de tous les instants (même devant les innombrables bugs du système d'acquisition de Saclay...!) m'ont été d'un grand secours et m'ont permis d'avoir une motivation de fer pour effectuer cette thèse.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Wolfram Korten, qui, malgré la barrière de la langue, a pris un soin infini à lire ma thèse. Ses nombreux et excellents conseils, toujours très gentiment formulés, dans un français charmant car approximatif (quelquefois *confusant!*), m'ont été essentiels pour effectuer ce travail.

J'exprime mes remerciements les plus chaleureux à Christophe Theisen, notre *Informatische Führer* vénéré, qui a su épauler *la fille* pour traquer les  $\gamma$  dans les méandres, quelquefois tortueux, d'EURO13. Il a, de plus, réussi le tour de force de supporter, avec une égale placidité, mes *vingt* râleries hebdomadaires...! Sa concision orale et son air bougon me manqueront terriblement.

Jamais je n'oublierai la tête *quasi* ahurie d'Yves Le Coz quand je l'ai vu pour la première fois à Saclay. Les nombreuses discussions animées et interminables (il ne lâche pas facilement, le bougre!) que nous avons eues ensemble resteront gravées dans ma mémoire. Je lui adresse donc des remerciements en *béton*, pour ce qu'il est, et la complicité qu'il a su instaurer.

Un profond merci à Louis Plateau pour avoir réalisé de main de maître, la plupart du temps dans l'urgence, des montages mécaniques divers et variés et pour n'avoir jamais désespéré devant nos changements d'idées souvent radicaux! Je remercie aussi Patrick Champion et François Saillant pour leur bonne humeur permanente, même pendant les subtils réglages des cavités de feu le booster de feu le Tandem Post-accélééré de Saclay.

Je remercie vivement Michel Girod et Sophie Péru, grands théoriciens devant l'Eternel, le premier pour ne s'être jamais départi de son calme face à la montagne de calculs microscopiques que je lui ai demandée de réaliser, la seconde pour avoir gardé toute sa patience (en *minimisant l'énergie!*) devant mes questions répétées de candide.

Mille mercis aux amis eurogameurs, Catherine, Christian, Christine, Daniel, Fanny, Laurent, Michael, Olivier, Waely, pour tous les moments d'anthologie que nous avons passés ensemble à Strasbourg, Aussois ou Maubuisson, que je garderai parmi mes plus beaux souvenirs, et auxquels je souhaite donner une digne suite.

Que la clarinette de Joël, le saxo de Christophe, le piano de Franck et la contrebasse de Hans, réunis en un quatuor (presque) improvisé, trouvent ici un merci sincère pour, notamment, leur interprétation magistrale de *l'hymne eurogam...* Merci aussi aux membres du SPhN, permanents ou temporaires, jeunes ou moins jeunes, du premier étage ou d'en-dessous, pour les mots amicaux glanés le long des couloirs, en passant. Un merci spécial pour Françoise, Danielle, Jeannette et Maryse pour leur aide efficace dans toutes les tracasseries administratives CEAtesques que j'ai pu rencontrer.

Et enfin, *last but not least*, je tiens à formuler un merci de chez merci à Domi, qui fait connaissance avec les affres de la rédaction. Grâce à son dynamisme, elle a toujours su me soutenir, consoler, remonter lors des passages à vide (et aussi pas vides!), avec sa générosité et son franc-parler habituels.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>I Motivations</b>	<b>19</b>
I.1 Isomérisme nucléaire . . . . .	20
I.1.1 Différents types d'isomères . . . . .	20
I.1.1.1 Isomère de spin . . . . .	21
I.1.1.2 Isomère de faible énergie de désexcitation $\gamma$ . . . . .	21
I.1.1.3 Isomère de forme . . . . .	21
I.1.1.4 Isomère K . . . . .	22
I.1.2 Etude des durées de vie des états isomériques . . . . .	24
I.1.2.1 Rappels sur les estimations de Weisskopf . . . . .	24
I.1.2.2 Limitations des estimations de Weisskopf . . . . .	27
I.1.2.3 Cas de l'isomérisme K . . . . .	27
I.1.3 Intérêt des isomères . . . . .	29
I.2 Historique des expériences sur les isomères dans les fragments de fission . . . . .	29
I.3 La fission spontanée . . . . .	30
I.3.1 Quelques mots sur la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ . . . . .	31
I.4 Dispositif expérimental nécessaire . . . . .	33
I.5 Récapitulatif . . . . .	36
<b>II Expérience de fission spontanée auprès d'EUROGAM II</b>	<b>37</b>
II.1 La source de $^{252}\text{Cf}$ . . . . .	38
II.2 Le multidétecteur EUROGAM phase II . . . . .	38
II.2.1 Caractéristiques des détecteurs germanium . . . . .	39
II.2.1.1 Efficacité . . . . .	39
II.2.1.2 Rapport pic/total . . . . .	40
II.2.1.3 Résolution en énergie et effet Doppler . . . . .	40
II.2.2 Caractéristiques générales d'EUROGAM II . . . . .	41
II.2.3 L'enceinte anti-Compton . . . . .	42
II.2.4 Les détecteurs gros volume . . . . .	42
II.2.5 Les détecteurs trèfles . . . . .	43

II.2.6	Electronique d'EUROGAM II . . . . .	44
II.2.6.1	Cartes VXI . . . . .	44
II.2.6.2	Transfert et devenir des données . . . . .	48
II.3	Détecteur additionnel SAPHIR . . . . .	48
II.3.1	Structure d'une cellule photovoltaïque . . . . .	49
II.3.2	Mécanisme de la collection de charges . . . . .	51
II.3.2.1	Rappels sur les détecteurs à jonction . . . . .	51
II.3.2.2	Collection de charges dans les cellules photovoltaïques . . . . .	51
II.3.3	Résolutions en énergie et en temps . . . . .	53
II.3.3.1	Résolution en énergie . . . . .	54
II.3.3.2	Résolution en temps . . . . .	56
II.3.4	Estimation de la masse des fragments de fission à partir de la mesure de leurs énergies cinétiques par des cellules photovoltaïques . . . . .	57
II.4	SAPHIR dans EUROGAM II . . . . .	60
II.4.1	Couplage électronique des deux détecteurs . . . . .	61
II.4.2	Caractéristiques du dispositif avec détecteur additionnel . . . . .	62
II.5	Récapitulatif . . . . .	67
<b>III</b>	<b>Traitement des données</b> . . . . .	<b>71</b>
III.1	Mise en œuvre . . . . .	71
III.2	Statistique de l'expérience . . . . .	73
III.3	Sélection en temps . . . . .	74
III.4	Mesure de durées de vie . . . . .	77
III.5	Masses des fragments de fission . . . . .	80
III.5.1	Principe de la méthode . . . . .	80
III.5.2	Calibration de Schmitt . . . . .	81
III.5.3	Récapitulatif du processus itératif . . . . .	83
III.5.4	Masses et énergies des fragments de fission produits dans la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ . . . . .	83
III.6	Sélection en énergie de rayonnement $\gamma$ . . . . .	90
III.7	Méthode pour lever l'indétermination sur le fragment émetteur . . . . .	94
III.8	Elaboration de schémas de niveaux . . . . .	96
III.9	Multiple conditionnements sur les rayonnements $\gamma$ et les fragments de fission . . . . .	98
III.10	Détermination des spins des états isomériques . . . . .	98
III.10.1	Orientation du moment angulaire des fragments de fission dans l'expérience . . . . .	99
III.10.2	Corrélations angulaires dans le cas d'un état initial non orienté . . . . .	100
III.10.2.1	Rappels théoriques . . . . .	100
III.10.2.2	Application aux données expérimentales . . . . .	102
III.11	Récapitulatif . . . . .	106

<b>IV</b>	<b><math>^{152,154,156}\text{Nd}</math> : résultats et interprétation</b>	<b>109</b>
IV.1	Résultats expérimentaux sur les nouveaux états isomériques dans les noyaux $^{152,154,156}\text{Nd}$ . . . . .	111
IV.1.1	Schémas de niveaux . . . . .	111
IV.1.2	Comparaison des durées de vie expérimentales et des estimations de Weisskopf . . . . .	113
IV.1.2.1	Transitions de type E2 . . . . .	115
IV.1.2.2	Transitions de type M2 . . . . .	117
IV.1.2.3	Transitions des noyaux $^{154,156}\text{Nd}$ et $^{156,158}\text{Sm}$ . . . . .	118
IV.2	Interprétation . . . . .	120
IV.2.1	Modèles nucléaires . . . . .	120
IV.2.1.1	Modèle de la goutte liquide, modèle en couches, modèle de Nilsson . . . . .	120
IV.2.1.2	Méthode Hartree-Fock . . . . .	122
IV.2.1.3	Méthode Hartree-Fock-Bogolyubov . . . . .	123
IV.2.1.4	Interaction effective . . . . .	124
IV.2.2	Confrontation avec les nouveaux états isomériques dans $^{152,154,156}\text{Nd}$ . . . . .	125
IV.2.2.1	Les isotones $N = 96$ $^{158}\text{Sm}$ et $^{156}\text{Nd}$ . . . . .	130
IV.2.2.2	Les isotones $N = 94$ $^{154}\text{Nd}$ et $^{156}\text{Sm}$ . . . . .	131
IV.2.2.3	$^{152}\text{Nd}$ . . . . .	133
IV.3	Récapitulatif . . . . .	133
<b>Conclusion</b>		<b>135</b>
<b>Annexes</b>		<b>137</b>
<b>A</b>	<b>Angles pour chaque couple de détecteurs d'EUROGAM II</b>	<b>137</b>
<b>B</b>	<b>Rayonnements <math>\gamma</math> retardés</b>	<b>147</b>
<b>C</b>	<b>Résultats expérimentaux sur les noyaux autres que les isotopes de Nd et Sm</b>	<b>153</b>
C.1	Un nouvel état isomérique dans le $^{135}\text{Xe}$ . . . . .	153
C.2	Nouveaux états isomériques dans $^{146,147,148}\text{Ce}$ . . . . .	154
C.3	Un nouvel état isomérique dans le $^{104}\text{Mo}$ . . . . .	155
C.4	Récapitulatif des l'ensemble des schémas de niveaux élaborés . . . . .	156
<b>D</b>	<b>Rayonnements <math>\gamma</math> retardés non assignés à un noyau émetteur</b>	<b>175</b>

# Liste des figures

I.1	Energie potentielle d'un noyau superdéformé en fonction de sa déformation.	22
I.2	Définition du nombre quantique $K$ .	23
I.3	Exemple d'isomérisme $K$ . $\lambda_F$ représente l'énergie du niveau de Fermi.	23
I.4	Mécanisme de la fission spontanée: passage de la barrière de fission par effet tunnel.	32
I.5	Echelle de temps dans la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ .	33
I.6	Distribution de masse des fragments de fission, après évaporation de neutrons, produits dans la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ .	34
II.1	Schéma d'EUROGAM II.	41
II.2	Schéma d'une enceinte anti-Compton. Le collimateur en tungstène sert à empêcher que les rayonnements $\gamma$ de la cible soient vus directement par le BGO.	42
II.3	Vue d'un détecteur trèfle.	43
II.4	Schéma d'ensemble de l'électronique d'EUROGAM II.	45
II.5	Schéma simplifié d'une voie électronique d'une carte Ge d'EUROGAM II. Les liaisons en pointillés correspondent aux fonctionnalités utilisées avec un détecteur additionnel.	46
II.6	Cellules photovoltaïques polycristallines utilisées pour la détection de fragments de fission (vue de dessus).	49
II.7	Photographie de la surface d'une cellule photovoltaïque polycristalline, prise au microscope électronique à balayage au laboratoire Pierre Süe de Saclay (grossissement: 423 fois). On distingue nettement les orientations différentes des grains de silicium.	50
II.8	Schéma d'une coupe d'une cellule photovoltaïque.	50
II.9	Première étape du processus de "funneling": thermalisation.	52
II.10	Collection de charges avec et sans "funneling".	53
II.11	Spectre en énergie des fragments de fission produits dans la fission spontanée d'une source de $^{252}\text{Cf}$ mesuré à l'aide d'une cellule photovoltaïque. NL et NH sont les nombres de coups maxima des bosses correspondant aux fragments légers et lourds, NV celui correspondant à la vallée entre les deux bosses.	54



II.12 Schématisation de la création de paires de Frenkel (lacune/intersticiel) lors du passage d'un ion dans un cristal, dont les atomes sont représentés par des cercles noirs. . . . .	55
II.13 Evolution de la résolution d'une cellule photovoltaïque soumise à un bombardement de fragments de fission produits par une source de $^{252}\text{Cf}$ au cours du temps. . . . .	56
II.14 Spectre en temps des fragments de fission produits dans la fission spontanée d'une source de $^{252}\text{Cf}$ mesuré à l'aide de deux cellules photovoltaïques en coïncidence. . . . .	57
II.15 Distribution en masse secondaire des fragments de fission produits dans la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ déterminée avec la distribution de neutrons présentée sur la figure III.8. . . . .	58
II.16 Energies cinétiques des fragments de fission produits par la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ détectées par une cellule photovoltaïque. En pointillés : distribution avant émission de neutrons. En trait plein : distribution après émission de neutrons. . . . .	59
II.17 Energies cinétiques totales des fragments de fission produits par la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ . En pointillés : distribution avant émission de neutrons. En trait plein : distribution après émission de neutrons. . . . .	59
II.18 Vue de SAPHIR : au centre, l'arceau constitue le support de la source mince et on distingue les deux plans de cellule à l'avant et à l'arrière de la source, avec leur préamplificateurs sur le côté. . . . .	60
II.19 Schéma du dispositif expérimental: EUROGAM II est simplement symbolisé par quelques détecteurs germanium sans respecter l'échelle. Ces détecteurs sont en réalité à une vingtaine de centimètres de la source. . . . .	61
II.20 Schéma de l'électronique utilisée pour les cellules. . . . .	62
II.21 Probabilité de détecter f et uniquement f transitions $\gamma$ après suppression Compton parmi une cascade de multiplicité 14 avec EUROGAM II en fonction de l'efficacité de détection $E_p$ . . . . .	63
II.22 Positions de la source de $^{152}\text{Eu}$ le long de l'axe du faisceau pour les mesures d'efficacités. EUROGAM est symbolisé par les arcs de cercles. Son centre est l'origine de l'axe et les distances sont comptées positivement dans le sens du faisceau. . . . .	64
II.23 Courbes d'efficacité relative pour différentes distances de la source de $^{152}\text{Eu}$ par rapport au centre d'EUROGAM II. . . . .	65
II.24 Pertes d'efficacité pour différentes distances par rapport à l'efficacité au centre d'EUROGAM II. . . . .	66
II.25 Courbes d'efficacité pour les détecteurs gros volume d'EUROGAM II pour deux positions différentes de la source : au centre du multidétecteur et à 5 mm. . . . .	67
II.26 Courbes d'efficacité pour les détecteurs trèfles d'EUROGAM II pour deux positions différentes de la source : au centre du multidétecteur et à 5 mm. . . . .	68
II.27 Schéma des cônes de visées pour des détecteurs gros volume et trèfles. . . . .	68

III.1	Etapes de l'analyse. . . . .	72
III.2	Distribution du retard des rayonnements $\gamma$ détectés. . . . .	74
III.3	Energies des rayonnements $\gamma$ détectés sans aucune condition et avec conditions en temps ( $> 50$ ns et $> 500$ ns), sans soustraction de fond. . . . .	76
III.4	Matrice énergie $\gamma$ - temps. . . . .	78
III.5	Mesure de la période de la transition $\gamma$ d'énergie 1279 keV du $^{134}\text{Te}$ . . . . .	79
III.6	Calibration en énergie d'une barrière de surface pour des ions lourds et des fragments de fission [46]. . . . .	82
III.7	Organigramme du processus itératif utilisé pour le calcul des masses des fragments de fission. . . . .	84
III.8	Nombre de neutrons moyen émis par les fragments de fission dans la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ en fonction de la masse du fragment. . . . .	85
III.9	Distribution de masse des fragments de fission obtenue dans l'expérience auprès d'EUROGAM II. . . . .	86
III.10	Exemple de matrice énergie $\gamma$ retardé - masse des fragments. . . . .	87
III.11	Distribution de masse totale (croix) et distribution de masse conditionnée par la raie $\gamma$ d'énergie 1279 keV (transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du $^{134}\text{Te}$ ). La distribution de masse totale est représentée sans tenir compte de l'échelle. . . . .	88
III.12	Distribution de masse conditionnée par la raie $\gamma$ d'énergie 204 keV (transition $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$ du $^{95}\text{Sr}$ ). . . . .	89
III.13	Distribution de masse conditionnée par la raie $\gamma$ d'énergie 352 keV (transition $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ du $^{95}\text{Sr}$ ). . . . .	90
III.14	Schéma de niveaux partiel du $^{134}\text{Te}$ : seules les transitions $\gamma$ retardées sont représentées. . . . .	91
III.15	Exemple de matrice énergie $\gamma$ retardé - énergie $\gamma$ retardé. . . . .	92
III.16	Exemple de conditionnement en énergie, après un conditionnement en temps. Le spectre du haut est seulement conditionné en temps (voir figure III.3). Pour le spectre du bas, la fenêtre de conditionnement a été réalisée sur la transition $\gamma$ $2^+ \rightarrow 0^+$ d'énergie 1279 keV. Aucune soustraction de fond n'a été réalisée. . . . .	93
III.17	Intensité du rayonnement $\gamma_1$ d'énergie 204 keV émis par le $^{95}\text{Sr}$ au cours du temps en fonction de l'intensité de la transition $\gamma_2$ d'énergie 322 keV de son compagnon $^{152}\text{Nd}$ au cours du temps. . . . .	94
III.18	Intensité du rayonnement $\gamma_1$ d'énergie 297 keV émis par le $^{134}\text{Te}$ au cours du temps en fonction de l'intensité de la transition $\gamma_2$ d'énergie 1279 keV émise par le même noyau au cours du temps. . . . .	95
III.19	Spectres d'énergies $\gamma$ retardés avec différentes conditions en énergie. . . . .	97
III.20	Schéma de niveaux partiel du $^{156}\text{Sm}$ . . . . .	98
III.21	Définition des angles pour la corrélation de deux transitions successives $\gamma_1$ et $\gamma_2$ émises par un noyau orienté. . . . .	101
III.22	Fonctions de corrélations angulaires théoriques pour 3 cascades, dans le cas d'un état initial non orienté, dont la deuxième transition est une transition $\Delta I = 2\hbar$ . . . . .	103

III.23	Définition des angles polaires et azimutaux utilisée pour EUROGAM II . . . . .	103
III.24	Schéma de niveaux partiel du noyau $^{134}\text{Te}$ . . . . .	105
III.25	Corrélations angulaires: en trait plein, la courbe théorique correspondant à des transitions $6\hbar \rightarrow 4\hbar \rightarrow 2\hbar$ , en pointillés, la courbe théorique correspondant à une cascade $5\hbar \rightarrow 4\hbar \rightarrow 2\hbar$ . Les points expérimentaux correspondent à la corrélation angulaire de la transition $6\hbar \rightarrow 4\hbar$ d'énergie 115 keV et de la transition $4\hbar \rightarrow 2\hbar$ d'énergie 297 keV. . . . .	106
IV.1	Table des éléments partielle. En noir sont représentés les noyaux ayant au moins un état isomérique. . . . .	110
IV.2	Durée de vie des transitions $\gamma$ en fonction de leur énergie. . . . .	116
IV.3	Facteurs de ralentissement $F_W$ pour les transitions isomériques de type E2, en fonction de leur énergie. . . . .	117
IV.4	Surfaces d'énergie potentielle $V(\beta, \gamma)$ calculées avec la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov des noyaux $^{152,154,156}\text{Nd}$ . . . . .	126
IV.5	Energies d'excitation des états de la bande rotationnelle fondamentale et des états à deux quasi-particules, calculés avec la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov, pour les noyaux $^{152,154,156}\text{Nd}$ et $^{156,158}\text{Sm}$ . . . . .	129
IV.6	Moment d'inertie tiré de la mesure des énergies des transitions $\gamma$ de la bande rotationnelle fondamentale des noyaux $^{152,154,156}\text{Nd}$ et $^{156,158}\text{Sm}$ . . . . .	132
C.1	Schéma de niveaux partiel du $^{135}\text{Xe}$ . . . . .	153
C.2	Schéma de niveaux partiel du $^{104}\text{Mo}$ . . . . .	155
C.3	Schéma de niveaux partiel du $^{91}\text{Rb}$ . . . . .	156
C.4	Schéma de niveaux partiel du $^{95}\text{Sr}$ . . . . .	156
C.5	Schéma de niveaux partiel du $^{97}\text{Sr}$ . . . . .	157
C.6	Schéma de niveaux partiel du $^{98}\text{Y}$ . . . . .	157
C.7	Schéma de niveaux partiel du $^{97}\text{Zr}$ . . . . .	158
C.8	Schéma de niveaux partiel du $^{99}\text{Zr}$ . . . . .	158
C.9	Schéma de niveaux partiel du $^{101}\text{Zr}$ . . . . .	159
C.10	Schéma de niveaux partiel du $^{103}\text{Mo}$ . . . . .	159
C.11	Schéma de niveaux partiel du $^{104}\text{Mo}$ . . . . .	159
C.12	Schéma de niveaux partiel du $^{108}\text{Tc}$ . . . . .	160
C.13	Schéma de niveaux partiel du $^{111}\text{Ru}$ . . . . .	160
C.14	Schéma de niveaux partiel du $^{130}\text{Sn}$ . . . . .	161
C.15	Schéma de niveaux partiel du $^{131}\text{Sn}$ . . . . .	162
C.16	Schéma de niveaux partiel du $^{132}\text{Sn}$ . . . . .	163
C.17	Schéma de niveaux partiel du $^{132}\text{Sb}$ . . . . .	164
C.18	Schéma de niveaux partiel du $^{134}\text{Sb}$ . . . . .	164
C.19	Schéma de niveaux partiel du $^{130}\text{Te}$ . . . . .	165
C.20	Schéma de niveaux partiel du $^{132}\text{Te}$ . . . . .	165
C.21	Schéma de niveaux partiel du $^{134}\text{Te}$ . . . . .	166
C.22	Schéma de niveaux partiel du $^{135}\text{Te}$ . . . . .	167

---

C.23 Schéma de niveaux partiel du $^{135}\text{Xe}$ . . . . .	167
C.24 Schéma de niveaux partiel du $^{136}\text{Xe}$ . . . . .	168
C.25 Schéma de niveaux partiel du $^{137}\text{Xe}$ . . . . .	168
C.26 Schéma de niveaux partiel du $^{138}\text{Ba}$ . . . . .	169
C.27 Schéma de niveaux partiel du $^{146}\text{La}$ . . . . .	169
C.28 Schéma de niveaux partiel du $^{144}\text{Ce}$ . . . . .	170
C.29 Schéma de niveaux partiel du $^{146}\text{Ce}$ . . . . .	170
C.30 Schéma de niveaux partiel du $^{147}\text{Ce}$ . . . . .	171
C.31 Schéma de niveaux partiel du $^{148}\text{Ce}$ . . . . .	171
C.32 Schéma de niveaux partiel du $^{152}\text{Nd}$ . . . . .	172
C.33 Schéma de niveaux partiel du $^{154}\text{Nd}$ . . . . .	172
C.34 Schéma de niveaux partiel du $^{156}\text{Nd}$ . . . . .	173
C.35 Schéma de niveaux partiel du $^{156}\text{Sm}$ . . . . .	173
C.36 Schéma de niveaux partiel du $^{158}\text{Sm}$ . . . . .	174

# Liste des tableaux

I.1	Facteurs de ralentissement $F_W$ relatifs aux estimations de Weisskopf de transitions $\gamma$ électriques et magnétiques pour différentes valeurs de $ \Delta K $ [5]. Les explications sont données dans le texte. . . . .	28
I.2	Méthodes expérimentales pour détecter des rayonnements $\gamma$ retardés émis par les fragments de fission produits dans la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ . . .	35
II.1	Caractéristiques d'une cellule photovoltaïque et d'une barrière de surface. .	51
II.2	Résolutions en énergie d'une cellule photovoltaïque et d'une barrière de surface prises dans les mêmes conditions expérimentales. . . . .	55
III.1	Structure d'un événement écrit en données compressées. . . . .	73
III.2	Statistique de l'expérience. . . . .	74
III.3	Durées de vie maximales de niveaux isomériques de quelques noyaux produits dans la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ pour que l'orientation de ces niveaux ne soit pas totalement perdue. . . . .	100
III.4	Angles $\theta$ entre couples de détecteurs de EUROGAM II et nombre de combinaisons correspondantes. . . . .	104
IV.1	Schémas de niveaux partiels des noyaux $^{152,154,156}\text{Nd}$ . . . . .	112
IV.2	Durées de vie des états isomériques dans $^{152,154,156}\text{Nd}$ . . . . .	112
IV.3	Schémas de niveaux partiels des noyaux $^{156,158}\text{Sm}$ . . . . .	113
IV.4	Rapports des intensités des transitions $\gamma$ dépeuplant les états isomériques des noyaux $^{154,156}\text{Nd}$ et $^{156,158}\text{Sm}$ . . . . .	113
IV.5	Liste des caractéristiques des états isomériques . . . . .	114
IV.6	Transitions de type E2: facteurs de ralentissement . . . . .	115
IV.7	Transitions de type M2: facteurs de ralentissement . . . . .	117
IV.8	Transitions de multipolarité 1: facteurs de ralentissement . . . . .	118
IV.9	Transitions de multipolarité 1: facteurs de ralentissement pour différentes valeurs de $\Delta K$ . . . . .	119
IV.10	Transitions de multipolarité 2: facteurs de ralentissement . . . . .	119
IV.11	Transitions de multipolarité 2: facteurs de ralentissement pour différentes valeurs de $\Delta K$ . . . . .	120
IV.12	Etats de quasi-particules (neutrons et protons) calculés par la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov avec l'interaction D1S de Gogny. . . . .	128

IV.13 Configurations des nouveaux états isomériques dans les noyaux $^{154,156}\text{Nd}$ et $^{156,158}\text{Sm}$ , établies par des calculs théoriques utilisant la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov avec l'interaction DIS de Gogny. . . . .	133
C.1 Durées de vie des états isomériques dans $^{146,147,148}\text{Ce}$ . . . . .	154
C.2 Schémas de niveaux partiels des noyaux $^{146,147,148}\text{Ce}$ . . . . .	154

# Introduction

Ce mémoire présente une étude de l'isomérisme nucléaire des fragments de fission produits par fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . La période des états nucléaires isomériques est obtenue par observation du rayonnement  $\gamma$  retardé émis par les fragments de fission, dans une gamme de temps allant de 20 ns à 1  $\mu\text{s}$ . Cette expérience a été menée à Strasbourg, auprès du multidétecteur  $\gamma$  EUROGAM II, couplé à un détecteur de fragments de fission, SAPHIR 0, constitué de cellules photovoltaïques. L'adjonction de ce détecteur additionnel a permis de découvrir de nouveaux états isomériques dans les noyaux  $^{104}\text{Mo}$ ,  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{146,147,148}\text{Ce}$  et  $^{152,154,156}\text{Nd}$ .

D'un point de vue strictement appliqué, l'intérêt suscité par les isomères s'explique quand on songe à leur potentialité en tant que réservoir d'énergie. Un calcul simple sur le noyau  $^{98}\text{Rh}$ , qui a un état isomérique  $8^+$  de durée de vie de 300 000 ans, montre qu'on pourrait stocker une énergie d'environ  $10^9$  J/l pendant plusieurs millions d'années! Mais, dans l'état actuel des connaissances des états isomériques, il y a loin de la coupe aux lèvres. En effet, il faut trouver un mécanisme qui produise des isomères en quantité importante et surtout trouver un mécanisme de désexcitation, pour libérer l'énergie stockée. Pour mieux comprendre leur production et leur désexcitation, des études sur la structure de ces états isomériques sont nécessaires.

L'étude des états isomériques présentée ici a été réalisée dans un cadre plus fondamental. En effet, la mesure des durées de vie des états nucléaires permet d'accéder de façon directe à la probabilité de désexcitation de ces états. C'est une information supplémentaire et originale pour comprendre la structure nucléaire. La confrontation des énergies d'excitation et des durées de vie expérimentales à celles obtenues par des modèles nucléaires microscopiques constitue une très forte contrainte pour ces derniers. De plus, notre compréhension du noyau et de ses interactions provient principalement d'études entreprises au voisinage de la vallée de stabilité. Les modèles microscopiques utilisant des interactions effectives nucléon-nucléon ajustées sur des noyaux stables donnent une description satisfaisante des noyaux autour de la vallée de stabilité. L'extension de notre connaissance des noyaux toujours plus loin de la stabilité constitue un enjeu important de la recherche nucléaire d'aujourd'hui. Cette extension a requis le développement de nouveaux instruments, pour produire ces noyaux exotiques (par exemple, le futur Système de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne (SPIRAL) au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) de Caen) et pour les mesurer (par exemple, les multidétecteurs

$\gamma$  européens EUROGAM, EUROBALL et le futur EXOGAM).

Un des mécanismes les plus simples à utiliser pour produire des noyaux riches en neutrons est la fission spontanée d'un actinide. Ce mécanisme permet de produire des noyaux très riches en neutrons. En effet, le rapport du nombre de neutrons  $N$  sur le nombre de protons  $Z$  obtenu pour les fragments de fission est proche de celui du noyau fissionnant, qui, dans le cas de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  est d'environ 1,57. Pour des masses équivalentes dans la vallée de stabilité, ce rapport est d'environ 1,3.

Le premier chapitre présente les motivations de physique fondamentale concernant les états isomériques dans les noyaux riches en neutrons produits par fission, motivations qui ont conduit à l'élaboration du dispositif expérimental.

Dans le deuxième chapitre sont exposées les caractéristiques des détecteurs utilisés : SAPHIR pour la détection des fragments de fission et EUROGAM II pour la détection des rayonnements  $\gamma$  de désexcitation des états isomériques dans ces fragments.

Les méthodes utilisées pour le traitement des données recueillies sont développées dans le chapitre III, ainsi que la potentialité de ce type d'expérience de couplage multidétecteur  $\gamma$  et détecteur additionnel.

Enfin, le chapitre IV est consacré aux nouveaux états isomériques mis à jour dans les noyaux  $^{152,154,156}\text{Nd}$ , ainsi que leur interprétation par des calculs de champ moyen Hartree-Fock-Bogolyubov avec l'interaction effective D1S de Gogny. Ces isomères ont ainsi été interprétés comme des isomères K.



# Chapitre I

## Motivations

L'étude de la structure nucléaire de noyaux riches en neutrons a suscité par le passé de nombreuses expériences mesurant la désexcitation par rayonnement  $\gamma$  des états excités de ces noyaux. L'observable du spectroscopiste  $\gamma$  est l'intensité des rayonnements  $\gamma$ , en fonction de leur énergie, leur direction, leur retard d'émission... Ces mesures permettent de remonter aux caractéristiques des états nucléaires et de comprendre leur structure en les confrontant à des calculs théoriques. L'accent est mis ici sur la mesure des durées de vie des états excités du noyau, caractéristiques de l'isomérisme de ces états.

Pour produire des noyaux riches en neutrons, le mécanisme utilisé est celui de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

Les fragments de fission ainsi produits sont des noyaux riches en neutrons formés dans des états excités. L'avantage principal de ce mécanisme, outre sa simplicité de mise en œuvre (expérience hors faisceau), réside dans le grand nombre de noyaux différents produits : plus d'une centaine dans le cas de la fission du  $^{252}\text{Cf}$ . Cette vaste distribution de fragments permet, en une seule expérience, d'effectuer des comparaisons entre noyaux voisins et de dégager des zones de comportements différents.

L'étude présentée ici s'inscrit dans un programme complet, qui a nécessité le développement d'un détecteur de fragments de fission original, composé de cellules photovoltaïques : SAPHIR (Saclay Aquitaine Photovoltaic cells for Isomer Research), dont la toute première phase, SAPHIR 0, a été utilisée dans l'expérience décrite dans ce mémoire. Dans ce chapitre l'isomérisme est tout d'abord présenté. Suivra un bref historique des expériences antérieures sur l'observation de rayonnements  $\gamma$  isomériques dans les fragments de fission. Puis on évoquera la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , et enfin, le dispositif expérimental nécessaire pour mener à bien l'étude des états isomériques dans les fragments de fission riches en neutrons produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

## I.1 Isomérisme nucléaire

La notion d'isomérisme d'un état nucléaire est directement reliée à la durée de vie de cet état : un état isomérique est un état métastable qui a une durée de vie mesurable. On pourra noter le flou de cette définition. En effet, comment définir une "durée de vie mesurable"? Les techniques de mesure étant de plus en plus performantes, ce qui était considéré comme la limite inférieure de mesure de durée de vie il y a cinquante ans a été largement abaissé de nos jours! Dans un souci de clarté, fixons une bonne fois pour toutes les ordres de grandeur. Un état qui a une durée de vie supérieure à la nanoseconde est considéré ici comme isomérique. A titre d'exemple, l'état isomérique ayant la plus grande durée de vie estimée est l'état  $9^-$  à 100 keV d'énergie d'excitation du noyau  $^{180}\text{Ta}$  avec une durée de vie supérieure à  $1,2 \cdot 10^{15}$  années! Notons qu'il est possible de mesurer des durées de vie très courtes, inférieures à la nanoseconde, par des méthodes basées sur le ralentissement du noyau produit dans un support (par exemple : Doppler Shift Attenuation Method), mais ces durées de vie extrêmement faibles ne sont pas considérées comme isomériques.

### I.1.1 Différents types d'isomères

La probabilité  $\lambda$  qu'une transition  $\gamma$  ait lieu d'un état initial d'énergie  $E_i$  vers un état final  $E_f$  est inversement proportionnelle à la durée de vie partielle  $\tau$  de l'état initial :

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \quad (\text{I.1})$$

Si on connaît les fonctions d'onde des états initial et final  $\psi_i$  et  $\psi_f$  et l'interaction  $M$  qui autorise la transition entre les deux états par un rayonnement  $\gamma$  d'énergie  $\hbar\omega$ , il est possible de calculer les durées de vie des états nucléaires :

$$\lambda(\sigma L) = \frac{2(L+1)}{\epsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [M_{fi}(\sigma L)]^2 \quad (\text{I.2})$$

avec

$$M_{fi}(\sigma L) = \int \psi_f^* M(\sigma L) \psi_i dv \quad (\text{I.3})$$

L'intégrale  $M_{fi}(\sigma L)$  est appelée l'élément de matrice de l'opérateur multipolaire  $M$ .  $\sigma$  est le caractère de la transition  $\gamma$ , électrique ou magnétique.  $L$  est l'ordre multipolaire du rayonnement  $\gamma$ .

Ainsi, la durée de vie d'un état dépend de trois quantités : la multipolarité  $L$  de la transition  $\gamma$ , son énergie  $\hbar\omega$  et l'élément de matrice  $M_{fi}$ .

### I.1.1.1 Isomère de spin

Plus la multipolarité  $L$  de la transition  $\gamma$  est grande, plus l'état initial aura une grande durée de vie. Ce type d'isomérisme est appelé isomérisme de spin. C'est le cas, par exemple, de l'état  $7^+$  du noyau  $^{198}\text{Tl}$  qui se désexcite vers un état  $3^-$  par une transition  $\gamma$  de type  $M4$ , d'énergie 261 keV, et qui a une durée de vie de 1,87 h. Ce type de transition n'est pas favorisé et on peut dire que le noyau "a du mal" à évacuer un moment angulaire important.

### I.1.1.2 Isomère de faible énergie de désexcitation $\gamma$

Plus l'énergie  $E = \hbar\omega$  de la transition  $\gamma$  est faible, plus la durée de vie est longue. Par exemple, l'état  $2^+$  du noyau  $^{154}\text{Sm}$  qui se désexcite vers le niveau fondamental par une transition  $\gamma$  de type  $E2$  et d'énergie 82 keV, a une durée de vie de 3 ns. La multipolarité de cette transition est petite, le recouvrement des fonctions d'onde est très grand et c'est bel et bien la faible énergie de la transition qui cause l'isomérisme.

A fortiori, quand les deux effets sont combinés (faible énergie et forte multipolarité du rayonnement  $\gamma$ ), la durée de vie de l'état initial est très importante. Par exemple, l'état  $1/2^-$  du noyau  $^{99}\text{Tc}$  qui se désexcite vers l'état  $7/2^+$ , par une transition d'énergie 2,17 keV et de type  $E3$ , a une durée de vie de 6 heures.

### I.1.1.3 Isomère de forme

Si le recouvrement des fonctions d'onde via l'opérateur multipolaire  $M$  est faible (si les fonctions d'onde sont très différentes), la probabilité de transition est faible et la durée de vie  $\tau$  de l'état est grande. C'est le cas des isomères de forme. Dans ce cas, c'est la différence de forme du noyau entre l'état initial et l'état final qui provoque l'isomérisme. Ce changement de forme est interprété comme la traversée d'une barrière de potentiel par effet tunnel. En effet, l'énergie potentielle d'un noyau en fonction de sa déformation peut présenter un second minimum (voir figure I.1). Un état de ce noyau peut être localisé au fond de ce second puits. Ainsi, pour se désexciter, le noyau doit traverser une barrière de potentiel par effet tunnel, pour passer d'un état superdéformé (SD) à un état normalement déformé (ND).

L'état  $0^+$  superdéformé du noyau  $^{238}\text{U}$ , qui se désexcite vers des états normalement déformés par des rayonnements  $\gamma$  d'énergie de l'ordre de 2 MeV et de multipolarités 1 et 2, a une durée de vie de 225 ns. L'énergie de la transition  $\gamma$  est grande et sa multipolarité faible. C'est bien la différence de forme qui induit la durée de vie.

La première découverte expérimentale d'un isomère de forme a été réalisée à Dubna en 1962, par bombardement d'une cible de  $^{238}\text{U}$  par des ions de  $^{22}\text{Ne}$  et  $^{16}\text{O}$  conduisant à la fission spontanée d'un isotope alors inconnu, d'une durée de vie de 14 ms [1]. Ce n'est qu'en 1967 qu'on a identifié l'isotope ( $^{242}\text{Am}$ ) et expliqué cette durée de vie comme étant

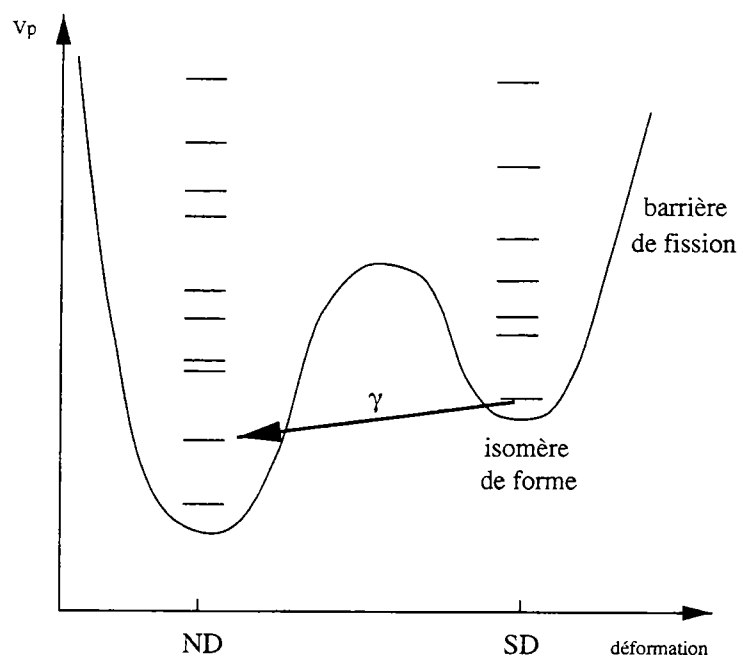


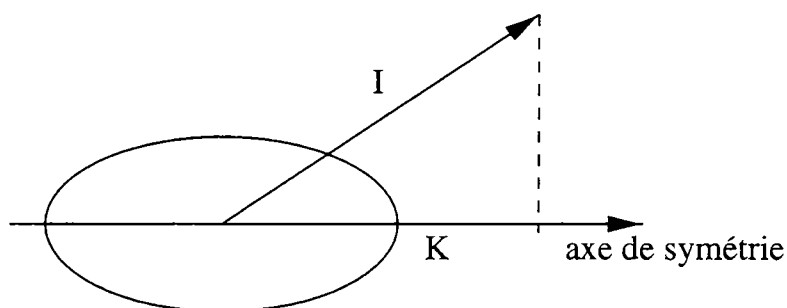
Figure I.1 - *Energie potentielle d'un noyau superdéformé en fonction de sa déformation.*

due à la formation de  $^{242}\text{Am}$  dans un état métastable de très grande déformation [2]. La voie principale de désexcitation de ces isomères est la voie fission, et le terme utilisé pour les décrire a été l'expression "isomères de fission". Plus d'une trentaine d'isomères de fission a été observée dans les actinides ( $Z \geq 92$ ). Parmi ceux-ci, seuls deux états se désexcitant aussi par rayonnement  $\gamma$  et revenant à leur état fondamental ont été observés dans les noyaux  $^{236}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$ . Comme on peut le noter, le terme "isomère de fission" est foncièrement différent de l'isomérisme observé dans les fragments de fission, car ces derniers ne peuvent fissionner.

#### I.1.1.4 Isomère K

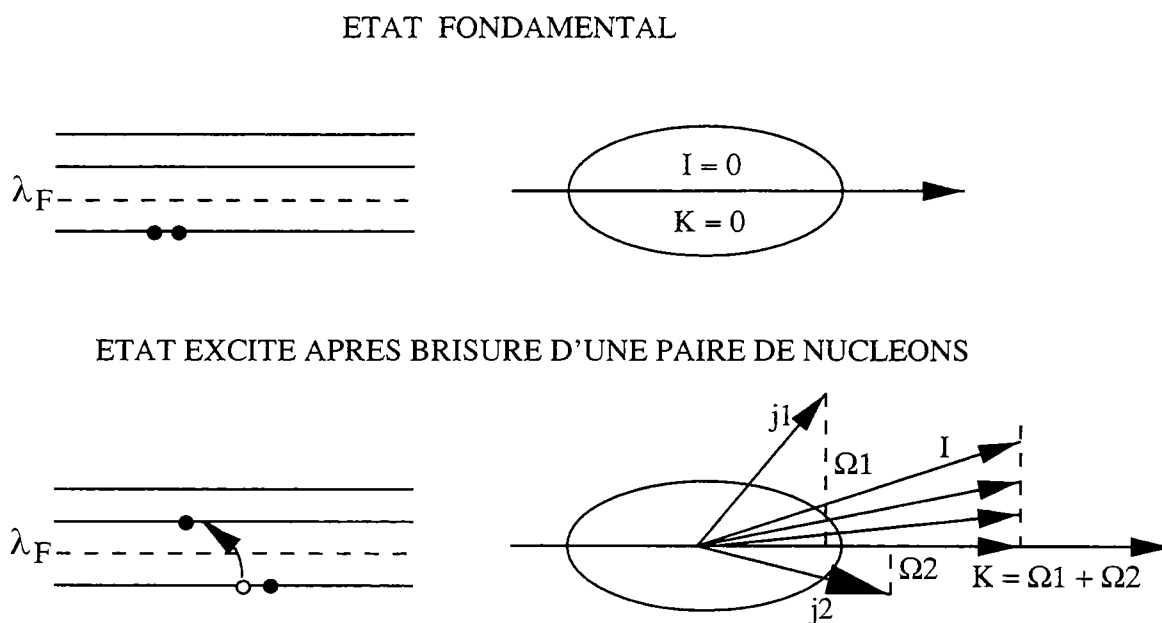
L'isomère K est une variante de l'isomère de spin. Ce type d'isomérisme intervient pour des noyaux déformés, pour lesquels on raisonne sur la projection K du moment angulaire I sur l'axe de symétrie du noyau : voir figure I.2.

K est un bon nombre quantique et doit être conservé. Or, lors d'une transition  $\gamma$ , si la différence de K entre les deux états initial et final est supérieure à la multipolarité de la transition ( $K_i - K_f = \Delta K > L$ ), alors K ne peut être conservé et la transition est dite interdite. En réalité, la transition est ralentie par un facteur F déterminé de façon empirique :  $\log F = 2(\Delta K - L)$ . C'est la grande différence de nombre quantique K entre les

Figure I.2 - Définition du nombre quantique  $K$ .

états initial et final qui fait qu'une transition entre ces deux états est peu favorisée, ce qui induit une durée de vie de l'état initial excité.

Prenons un exemple simple :

Figure I.3 - Exemple d'isomérisme  $K$ .  $\lambda_F$  représente l'énergie du niveau de Fermi.

Sur la figure I.3 est représenté un noyau ayant un nombre de nucléons pair dans son état fondamental. Cet état est caractérisé par tous les nucléons appariés. Sur la figure I.3, ne sont représentés que le dernier niveau d'énergie occupé et deux niveaux supérieurs vides. Comme tous les nucléons sont appariés, le spin total de l'état fondamental est égal à 0, et sa projection  $K$  sur l'axe de symétrie du noyau ne peut être que nulle. Un état excité ayant une grande valeur de  $K$  peut être obtenu par brisure d'une paire de nucléons.

Chaque nucléon individuel est déplacé sur des niveaux d'énergie différents (voir figure I.3). Les spins individuels de ces deux orbitales nouvellement occupées sont  $j_1$  et  $j_2$ , dont les projections sur l'axe de symétrie du noyau sont  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  non nulles. Le spin de cet état excité obéit à la loi de composition donnée dans l'équation I.5 et le nombre quantique  $K$  est conservé.

$$|j_1 - j_2| \leq J \leq j_1 + j_2 \quad (\text{I.4})$$

$$K = \Omega_1 + \Omega_2 \quad (\text{I.5})$$

Ainsi, l'état excité est constitué par une grande valeur de  $K$ . La désexcitation, par un rayonnement  $\gamma$  de faible multipolarité, de cet état de grand  $K$  vers l'état fondamental  $K = 0$  est peu favorisée et induit une durée de vie de l'état excité.

## I.1.2 Etude des durées de vie des états isomériques

### I.1.2.1 Rappels sur les estimations de Weisskopf

La durée de vie d'une transition  $\gamma$  s'exprime par le principe d'incertitude d'Heisenberg (équation I.6) :

$$\Gamma_\gamma \tau_\gamma = \hbar \quad (\text{I.6})$$

$\Gamma_\gamma$  est la largeur de l'état isomérique et  $\tau_\gamma$  est la durée de vie partielle d'un rayonnement  $\gamma$  de désexcitation. La largeur d'un état isomérique découle directement du principe d'incertitude : elle est une mesure de notre incapacité à déterminer précisément à la fois l'énergie et la durée de vie d'un état.

Dire qu'un état a une largeur de 1 eV est équivalent à dire qu'il a une période de 6,6  $10^{-16}$  s.

La comparaison de la durée de vie mesurée avec la durée de vie calculée par un modèle nucléaire simple permet de déterminer si la transition de désexcitation est rapide ou lente. Pour ce genre de calcul, le modèle le plus couramment utilisé est le modèle à une particule, conduisant aux estimations de Weisskopf [59].

Rappelons l'expression I.2 définissant la probabilité partielle de transition  $\gamma$  entre deux états initial et final :

$$\lambda(\sigma L) = \frac{1}{\tau(\sigma L)} = \frac{2(L+1)}{\epsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [M_{fi}(\sigma L)]^2 \quad (\text{I.7})$$

Les estimations de Weisskopf consistent à estimer l'élément de matrice  $M_{fi}(\sigma L)$  de l'opérateur multipolaire M, dans le cadre du modèle à une particule. Deux cas se présentent : les transitions de type électrique (E) et de type magnétique (M).

Pour les transitions électriques, on suppose qu'un proton passe d'une orbite de moment angulaire L, avec un spin total de  $J_i = L + 1/2$ , à une orbite de moment angulaire nul, avec un spin total  $J_f = 1/2$ . Pour calculer la vitesse de la transition (donc la durée de vie de l'état initial), il est nécessaire de connaître les fonctions d'onde radiales initiale et finale. L'approximation de Weisskopf consiste à prendre ces fonctions d'onde comme de simples rectangles d'extension radiale R, R étant le rayon du noyau. Ces fonctions d'onde sont ainsi prises comme constantes dans tout le noyau. On obtient alors l'expression numérique donnée dans l'équation I.8.

$$\lambda(EL) = \frac{4,4(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2L+1} R^{2L} \times 10^{21} s^{-1} \quad (\text{I.8})$$

avec  $E_\gamma$  en MeV et R en fm.

Une approximation raisonnable de R est tirée de la formule semi-empirique de masse de Von Weizsäcker [19] :

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (\text{I.9})$$

La valeur de  $r_0$  utilisée est 1,2 fm.

Weisskopf a obtenu un ensemble de relations pour les transitions  $\gamma$  électriques, suivant leur multipolarité :

$$\Gamma_{\gamma W}(E1) = 6,8 \cdot 10^{-2} A^{\frac{2}{3}} E_\gamma^3 eV \quad (\text{I.10a})$$

$$\Gamma_{\gamma W}(E2) = 4,9 \cdot 10^{-8} A^{\frac{4}{3}} E_\gamma^5 eV \quad (\text{I.10b})$$

$$\Gamma_{\gamma W}(E3) = 2,3 \cdot 10^{-14} A^2 E_\gamma^7 eV \quad (\text{I.10c})$$

$$\Gamma_{\gamma W}(E4) = 6,8 \cdot 10^{-21} A^{\frac{8}{3}} E_\gamma^9 eV \quad (\text{I.10d})$$

$$\Gamma_{\gamma W}(E5) = 1,6 \cdot 10^{-27} A^{\frac{10}{3}} E_\gamma^{11} eV \quad (\text{I.10e})$$

A est le nombre de nucléons du noyau et  $E_\gamma$  est exprimé en MeV.

Pour les transitions magnétiques, on obtient de la même manière la relation numérique donnée par l'équation I.11.

$$\lambda(ML) = \frac{1,9(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2L+1} R^{2L-2} \times 10^{21} s^{-1} \quad (\text{I.11})$$

En utilisant l'expression précédente pour  $R$ , on obtient ainsi un ensemble de relations pour les transitions  $\gamma$  magnétiques, selon leur multipolarité :

$$\Gamma_{\gamma W}(M1) = 2,1 \cdot 10^{-2} E_{\gamma}^3 eV \quad (I.12a)$$

$$\Gamma_{\gamma W}(M2) = 1,5 \cdot 10^{-8} A^{\frac{2}{3}} E_{\gamma}^5 eV \quad (I.12b)$$

$$\Gamma_{\gamma W}(M3) = 6,8 \cdot 10^{-15} A^{\frac{4}{3}} E_{\gamma}^7 eV \quad (I.12c)$$

$$\Gamma_{\gamma W}(M4) = 2,1 \cdot 10^{-21} A^2 E_{\gamma}^9 eV \quad (I.12d)$$

$$\Gamma_{\gamma W}(M5) = 4,9 \cdot 10^{-28} A^{\frac{8}{3}} E_{\gamma}^{11} eV \quad (I.12e)$$

### Remarque sur les durées de vie

La probabilité de désexcitation d'un état nucléaire est la somme des probabilités de désexcitation partielles de chaque processus de désexcitation. Pour une transition  $\gamma$ , le processus de désexcitation électromagnétique qui entre en compétition est la conversion interne. L'origine de l'émission  $\gamma$  par un état nucléaire est l'interaction des champs électromagnétiques de l'état initial et de l'état final. Mais il est possible que ces champs électromagnétiques interagissent avec les électrons du cortège électronique, provoquant ainsi l'émission d'un électron : c'est le principe du processus de la conversion interne. Ainsi, la probabilité de désexcitation d'un état s'écrit, en fonction des probabilités partielles  $\lambda_{\gamma}$  de l'émission  $\gamma$  et  $\lambda_e$  de la conversion interne :

$$\lambda = \lambda_{\gamma} + \lambda_e \quad (I.13)$$

On définit un coefficient de conversion interne  $\alpha$  comme le rapport des probabilités partielles  $\gamma$  et électron :

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_{\gamma}} \quad (I.14)$$

Ces coefficients sont mesurés et répertoriés dans [62].

A l'aide des équations I.1 et des deux équations précédentes, la mesure des durées de vie partielles se calcule à partir des durées de vie expérimentales (totales) par :

$$\tau_{1/2\gamma} = \tau_{1/2}(1 + \alpha) \quad (I.15)$$

Le niveau se désexcite plus rapidement si les deux processus sont combinés que si l'émission  $\gamma$  est le seul processus. Ainsi, la durée de vie d'un état isomérique est la durée de vie totale, sans tenir compte des autres processus de désexcitation. En revanche, les estimations de Weisskopf permettent de calculer les durées de vie partielles.



### I.1.2.2 Limitations des estimations de Weisskopf

Il faut bien garder en tête que les calculs de durée de vie ci-dessus ne sont que des *estimations*, les éléments de matrice de l'opérateur multipolaire de transition étant déterminés grossièrement. De plus, le modèle utilisé est le modèle à une particule et ne convient donc pas pour décrire des excitations collectives. En effet, dans le modèle à une particule, seule l'excitation d'une particule (par exemple un proton qui change d'orbite) conduit à la formation d'un état excité du noyau. Dans le cas des excitations collectives, c'est un grand nombre de nucléons constituant le noyau qui forme l'état excité, par exemple par rotation ou vibration. Par exemple, les durées de vie mesurées pour des noyaux superdéformés en rotation sont environ 2000 fois supérieures aux estimations de Weisskopf. Enfin, la valeur du nombre quantique  $K$  n'est pas prise en compte et l'isomérisme  $K$  ne peut être décrit par les estimations de Weisskopf.

### I.1.2.3 Cas de l'isomérisme $K$

L'isomérisme  $K$  est dû à l'émission d'une transition  $\gamma$   $K$  interdite. Ce type d'interdiction a lieu si la multipolarité  $L$  de la transition est inférieure à la différence de  $K_i - K_f$  entre l'état initial et l'état final :

$$L < |K_i - K_f| = |\Delta K| \quad (\text{I.16})$$

Comme précisé dans le paragraphe précédent, les estimations de Weisskopf ne permettent pas de reproduire les durées de vie des transitions  $K$  interdites. La déviation des mesures expérimentales par rapport à l'estimation de Weisskopf est donnée par le facteur de ralentissement  $F_W$ , qui est défini comme le rapport de la durée de vie expérimentale et de la durée de vie calculée :

$$F_W = \frac{\tau_{exp}}{\tau_W} \quad (\text{I.17})$$

Dans le cas de l'isomérisme  $K$ , le facteur de ralentissement  $F_W$  dépend de la valeur de  $|\Delta K|$ , selon la loi empirique de Rusinov [4] :

$$\log F_W = 2(|\Delta K| - L) \quad (\text{I.18})$$

Cette loi a été déterminée à partir des mesures des facteurs de ralentissement pour différentes valeurs de  $|\Delta K|$  de transitions de type électriques et magnétiques. Elle est représentée sur les figures I.1 pour les transitions électriques et magnétiques [5]. Les nombres écrits au-dessus des barres horizontales correspondent au nombre de transitions observées. Les lignes en pointillés représentent la loi empirique de Rusinov.

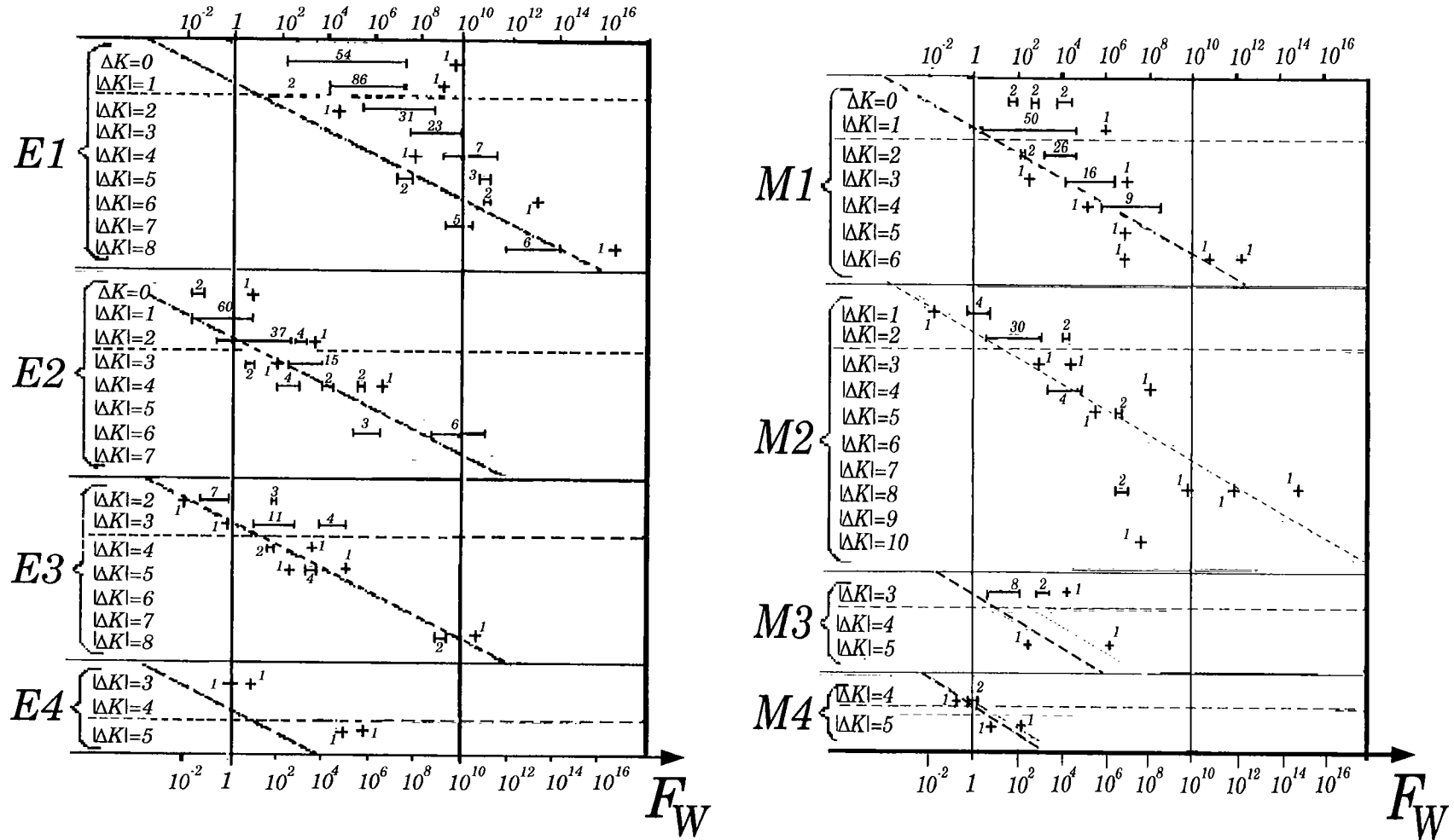


Tableau I.1 - Facteurs de ralentissement  $F_W$  relatifs aux estimations de Weisskopf de transitions  $\gamma$  électriques et magnétiques pour différentes valeurs de  $|\Delta K|$  [5]. Les explications sont données dans le texte.

## I.2. Historique des expériences sur les isomères dans les fragments de fission

Les valeurs de  $F_W$  augmentent d'environ un facteur 100 par degré d'interdiction  $\nu = |\Delta K| - L$ . Cependant, la loi de Rusinov n'est pas toujours vérifiée, car les transitions  $\gamma$  K autorisées ( $L > |\Delta K|$ ) ne présentent pas de facteurs de ralentissement  $F_W$  proches de 1. La loi empirique de Rusinov ne donne qu'un ordre de grandeur.

### I.1.3 Intérêt des isomères

La mesure des durées de vie d'états nucléaires permet d'accéder de façon directe à l'expression I.2, qui est indépendante de tout modèle nucléaire. De plus, généralement, les états isomériques sont des états de configuration simple, que l'on qualifie de configuration pure. L'observation des états isomériques permet ainsi d'isoler des configurations simples du noyau et favorise une interprétation claire par des modèles théoriques.

Il existe des régions d'isomérisme: on trouve les isomères principalement autour des couches magiques, dans les noyaux déformés et dans les actinides. Un îlot d'isomérisme bien connu est constitué par les noyaux impair-pair quand le nombre de nucléons impair est juste en-dessous des nombres magiques 50, 82 ou 126 [3]. Dans ce cas, ces noyaux sont des isomères de spin. Entre les couches magiques, est présent un deuxième îlot d'isomérisme, les isomères K, car cette région est une région de noyaux déformés. Enfin, le troisième îlot d'isomérisme est constitué par les actinides, qui sont des isomères de fission, donc de forme.

La recherche d'états isomériques dans les noyaux riches en neutrons produits par fission permet d'accéder aux deux premiers îlots d'isomérisme. En effet, la fission du  $^{252}\text{Cf}$  produit préférentiellement des noyaux autour des couches magiques  $Z = 50$  et  $N = 82$ . Ce mécanisme permet donc d'atteindre le premier îlot. De plus, entre les couches magiques, les noyaux produits par fission du  $^{252}\text{Cf}$  sont déformés, et ce mécanisme permet aussi de peupler le deuxième îlot, particulièrement la région  $Z \geq 60$ .

## I.2 Historique des expériences sur les isomères dans les fragments de fission

L'histoire commence en 1958, au siège de l'Organisation des Nations Unies à Genève, pendant la "Deuxième conférence internationale des Nations Unies sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique", par l'exposé des travaux de F.C. Maienschein sur les transitions  $\gamma$  isomériques dans les fragments de fission produits par la fission du  $^{235}\text{U}$  induite par neutrons thermiques [6].

Dans les années 1960, d'autres auteurs ont étudié le rayonnement  $\gamma$  isomérique dans les fragments de fission de divers isotopes ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ) [7, 8, 9]. Ces mesures, en faisceau pulsé, ont été effectuées à l'aide de scintillateurs, ancêtres des détecteurs germanium d'aujourd'hui. Le résultat de ces travaux montre des mesures de durée de vie

dont l'unité est la  $\mu\text{s}$ , pour quelques transitions  $\gamma$  identifiées par leur énergie. Le fragment émetteur n'était alors pas connu.

En 1965, S.A.E. Johansson a mesuré des transitions  $\gamma$  isomériques dans les fragments de fission du  $^{252}\text{Cf}$ , dans une gamme de temps inférieure à 300 ns, et en mesurant les énergies cinétiques des fragments de fission dans des détecteurs semi-conducteurs [10]. Il a ainsi réussi à assigner quelques transitions  $\gamma$  isomériques à des masses spécifiques de fragment émetteur.

En 1970, F.W. Guy a grandement complété les travaux de S.A.E. Johansson en utilisant un détecteur  $\gamma$  germanium et deux détecteurs silicium pour détecter les fragments de fission émis par une source mince de  $^{252}\text{Cf}$  [11]. Il a mis à jour une quantité impressionnante de rayonnements  $\gamma$  isomériques tous assignés à une masse de fragment émetteur.

Un grand bond en avant a été effectué par R.G. Clark et collaborateurs en 1973 qui ont effectué la mesure à l'aide de deux détecteurs germanium, permettant, outre la mesure des rayonnements  $\gamma$  retardés, la mesure des rayonnements X émis par les fragments de fission et deux barrières de surface pour la détection des fragments [12]. La mesure des énergies des fragments de fission permet d'estimer leur masse et la mesure de leurs rayonnements X conduit à la détermination de la charge des fragments de fission. Ainsi, R.G. Clark et collaborateurs ont identifié le noyau émetteur d'une centaine de rayonnements  $\gamma$  isomériques, ainsi que quelques schémas de niveaux partiels de désexcitation.

Depuis les années 1980 jusqu'à aujourd'hui, un regain d'intérêt pour la spectroscopie  $\gamma$  des fragments de fission s'est manifesté, avec l'avènement de multidétecteurs  $\gamma$  tels que EUROGAM. Cependant, dans ces nouvelles expériences, seuls les rayonnements  $\gamma$  non isomériques ont été mesurés dans les fragments de fission produits par la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  ou du  $^{248}\text{Cm}$ . Citons, parmi la multitude d'auteurs, les travaux de J. Durell et collaborateurs [13], ceux de J.H. Hamilton [15] et ceux de I. Ahmad et R. Phillips [14].

La disponibilité de multidétecteurs  $\gamma$  de grande résolution en énergie tels que, par exemple, EUROGAM II, permet une investigation plus complète des rayonnements  $\gamma$  isomériques dans les fragments de fission. Les travaux de F.W. Guy et R.G. Clark servent de point de départ à l'expérience relatée dans ce mémoire.

### I.3 La fission spontanée

Un moyen très simple de production de noyaux riches en neutrons est la fission spontanée. Elle permet de produire des fragments de fission très riches en neutrons car le rapport du nombre de neutrons  $N$  sur le nombre de protons  $Z$  de ces noyaux est proche de celui du noyau fissionnant. Dans le cas de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , la valeur du rapport  $N/Z$  est de 1,57, à comparer avec celle du rapport  $N/Z$  de noyaux de masses équivalentes

dans la vallée de stabilité, qui est d'environ 1.3. La fission induite d'un noyau composé formé à partir d'une cible et d'un faisceau stables conduit à des valeurs du rapport  $N/Z$  inférieures à celle obtenue en fission spontanée, car l'énergie d'excitation des fragments est plus forte en fission induite, ce qui conduit à un plus grand nombre de neutrons évaporés. En outre, la fission induite nécessite la production d'un faisceau incident sur une cible fissile. Ce type de mesures est beaucoup plus lourd à mettre en œuvre, car elles nécessitent un accélérateur ou un réacteur... La fission spontanée, quant à elle, s'affranchit, par définition, de ces instruments. Dans l'expérience relatée dans ce mémoire, a été utilisée la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

### I.3.1 Quelques mots sur la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$

En 1939, L. Meitner et O.R. Frish [16] baptisent "fission nucléaire" un nouveau phénomène découvert par O. Hahn et F. Strassmann [17]. La même année, N. Bohr et J.A. Wheeler [18] interprètent la fission dans le cadre du modèle de la goutte liquide. Ce modèle considère le noyau comme une goutte liquide de matière nucléaire incompressible et uniformément chargée. L'énergie d'un noyau est donnée par la formule semi-empirique de masse de von Weizsäcker [19]:

$$E = E_v + E_s + E_c + E_p \quad (\text{I.19})$$

$$E_v \propto A \quad (\text{I.20})$$

$$E_s \propto A^{2/3} \quad (\text{I.21})$$

$$E_c \propto Z^2/A^{1/3} \quad (\text{I.22})$$

$$E_p \propto (N - Z)^2/A \quad (\text{I.23})$$

$E_v$  est l'énergie de volume,  $E_s$  est l'énergie de surface,  $E_c$  est l'énergie de répulsion coulombienne entre protons et  $E_p$  est l'énergie d'asymétrie.

Dans le cas du processus de fission, où un noyau fissionnant se sépare, généralement en deux, les termes prépondérants dans la formule précédente sont l'énergie de surface et l'énergie de répulsion coulombienne. En effet, quand un noyau lourd subit des distorsions, les forces de tension superficielles tendent à lui redonner sa forme initiale, alors que la répulsion coulombienne tend à augmenter ces distorsions. Le processus de fission n'est ainsi possible que si le terme de répulsion coulombienne est grand devant celui de surface. Cette possibilité est résumée dans le paramètre de fissilité  $x$ , défini comme le rapport des énergies de répulsion coulombienne et de surface :

$$x = \frac{Z^2/A^{1/3}}{A^{2/3}} = \frac{Z^2}{A} \quad (\text{I.24})$$

La condition sur le paramètre de fissilité pour que la fission spontanée ait lieu est [18]:

$$\frac{Z^2}{A} > 47 \quad (\text{I.25})$$

Dans le cadre du modèle de la goutte liquide, seuls les noyaux ayant un paramètre de fissilité supérieur à 47 ne sont pas stables devant la fission. Cette stabilité, ou non stabilité suivant le cas, est décrite par une barrière de fission, dépendant de la déformation du noyau et de son paramètre de fissilité. Plus  $x$  est grand, plus la barrière de fission est petite. Par exemple, pour un noyau de paramètre de fissilité de 25 ( $Z = 50$  et  $A = 100$ ), la hauteur de la barrière de fission est d'environ 50 MeV, ce qui est énorme. Il faudrait communiquer au moins 50 MeV d'énergie à ce noyau pour qu'il puisse fissionner. A l'inverse, le  $^{252}\text{Cf}$  a un paramètre de fissilité de 38 et la hauteur de sa barrière de fission est de 6 MeV [20]. Bien que le paramètre de fissilité du  $^{252}\text{Cf}$  soit inférieur à valeur limite de 47, ce noyau fissionne spontanément. En effet, la hauteur de la barrière de fission est faible (6 MeV), et la fission a lieu par effet tunnel (voir figure I.4).

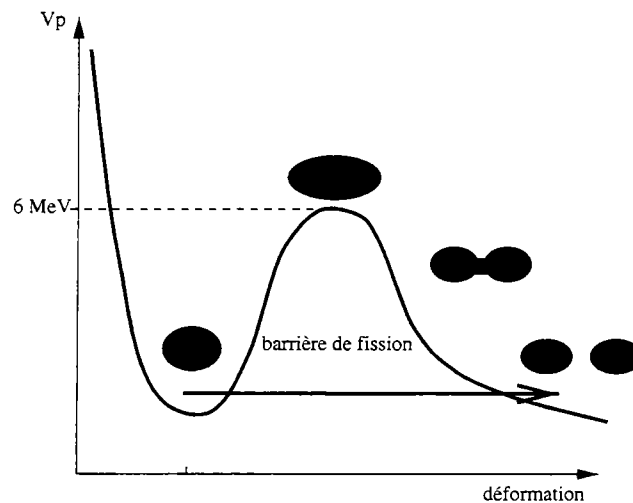


Figure I.4 - Mécanisme de la fission spontanée : passage de la barrière de fission par effet tunnel.

L'énergie disponible dans la fission du  $^{252}\text{Cf}$  est d'environ 200 MeV. La plus grande partie de cette énergie est dissipée sous forme d'énergie de répulsion coulombienne entre les fragments, qui leur est communiquée, après la scission, sous forme d'énergie cinétique. L'énergie restante se partage entre l'énergie de déformation et l'énergie d'excitation des fragments. Ces derniers se désexcitent, tout d'abord en émettant quelques neutrons (diminution de l'énergie d'excitation de l'ordre de 6 MeV par neutron évaporé), puis quand l'énergie d'excitation disponible n'est plus suffisante pour évaporer un neutron, la désexcitation des fragments se produit par rayonnement  $\gamma$ . Enfin, les fragments se stabilisent par désintégration  $\beta^-$ .

La figure I.5 représente l'échelle de temps de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

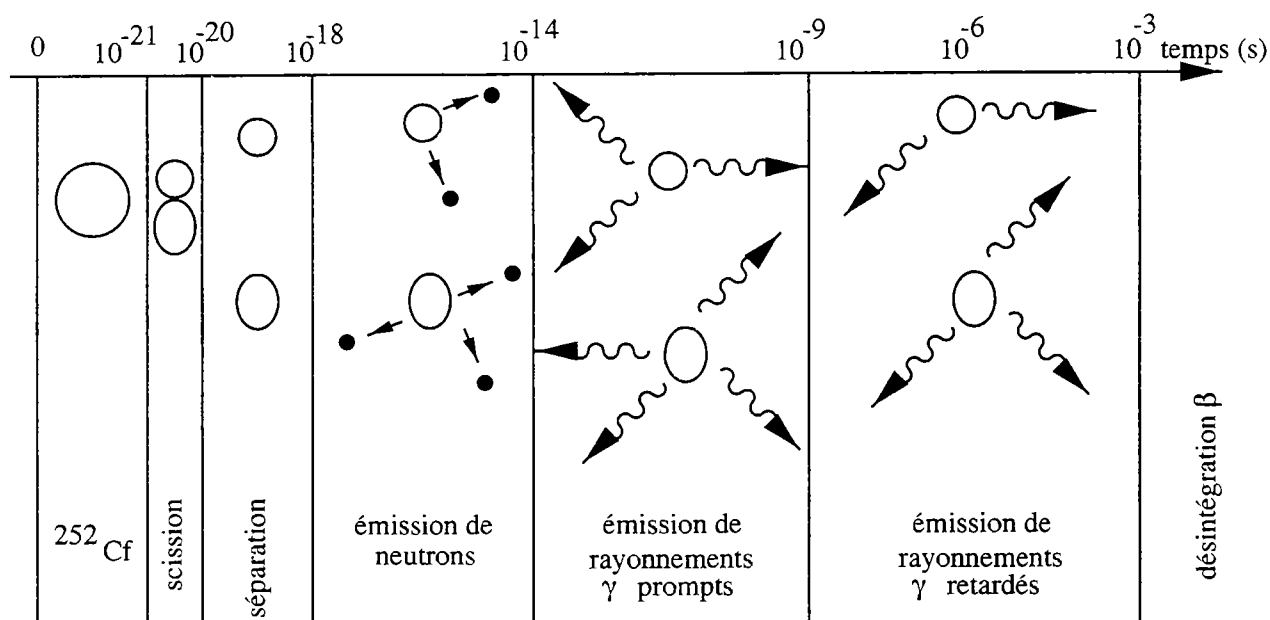


Figure I.5 - Echelle de temps dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

Dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , un fragment émet en moyenne environ 3 neutrons (voir la figure III.8 du chapitre II) et 4-5 rayonnements  $\gamma$  prompts [21]. D'après la convention définie dans le paragraphe I.1, l'émission de rayonnements  $\gamma$  isomériques a lieu à partir de 1 ns après la fission. Après la milliseconde, la désintégration  $\beta^-$  entre en jeu et il est très difficile de discerner les deux. La distribution de masse des fragments de fission est asymétrique : le  $^{252}\text{Cf}$  ne se casse pas en deux noyaux de masses égales. La figure I.6 représente la distribution de masse des fragments de fission du  $^{252}\text{Cf}$ , après évaporation de neutrons.

Un détecteur de fragments de fission mesurant les énergies cinétiques des fragments donne, outre la connaissance de l'instant de la fission, la possibilité d'en déduire des paramètres liés à ces énergies cinétiques : masses et énergies d'excitation des fragments. Ainsi pour des masses de fragments données, il sera possible d'étudier la production de rayonnements  $\gamma$  isomériques en fonction de l'énergie d'excitation apportée au fragment.

## I.4 Dispositif expérimental nécessaire

La spectroscopie  $\gamma$  d'états nucléaires excités ne se fait pas de manière directe, mais en mesurant leur désexcitation. Dans ce cas, la mesure de ces rayonnements permet de

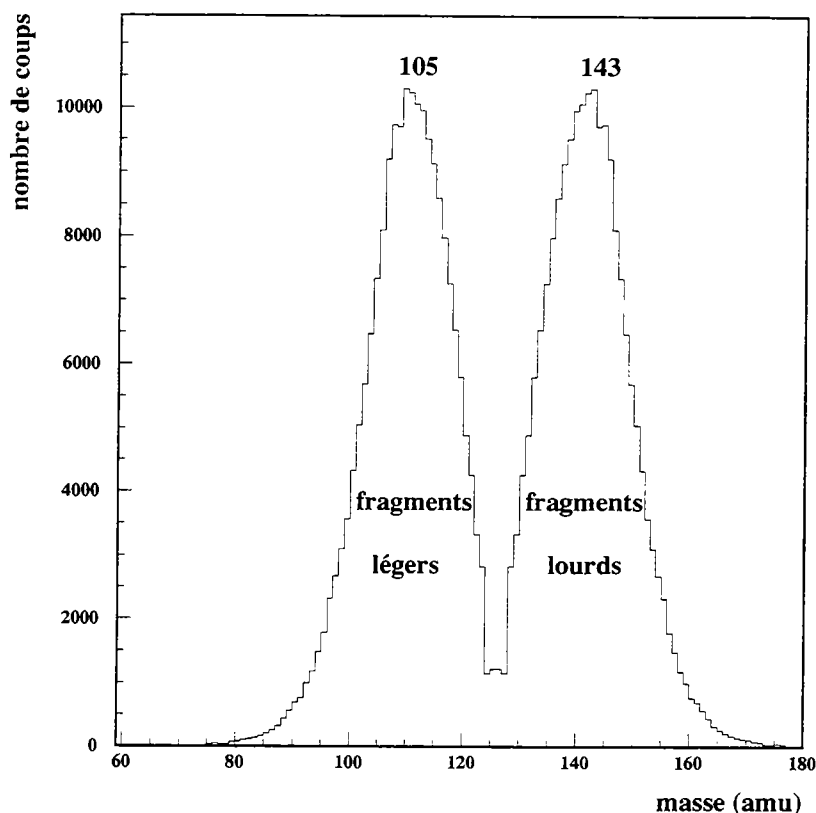


Figure I.6 - *Distribution de masse des fragments de fission, après évaporation de neutrons, produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .*

remonter aux caractéristiques des états, à savoir : l'énergie d'excitation, le spin, la parité, le durée de vie. La recherche, par spectroscopie  $\gamma$ , d'états nucléaires excités de grande durée de vie (isomériques) nécessite l'observation d'une émission  $\gamma$  retardée et la mesure de son intensité en fonction du temps.

En effet, supposons qu'un noyau soit peuplé dans un état excité de durée de vie extrêmement faible. Comme le noyau est excité, il va chercher à se stabiliser en se désexcitant, par exemple par rayonnement  $\gamma$ . Dans ce cas, la transition  $\gamma$  sera émise très rapidement, de manière quasi instantanée, par rapport à la formation de l'état. Si l'état excité a une grande durée de vie, l'émission d'un rayonnement  $\gamma$  de désexcitation aura lieu suivant la loi exponentielle de la radioactivité, et le rayonnement  $\gamma$  émis sera ainsi retardé par rapport à l'instant de la création de l'état isomérique. Ainsi, la signature, en spectroscopie  $\gamma$ , d'un état isomérique, est l'observation de rayonnements  $\gamma$  retardés par rapport à l'instant de la fission.



L'observation de telles transitions  $\gamma$  nécessite donc une mesure de leur retard d'émission. Pour mesurer ce retard, il faut connaître l'instant de la production du noyau isomérique (start) et l'instant de la détection du rayonnement  $\gamma$  retardé (stop). L'intervalle de temps entre le start et le stop est le retard de l'émission du rayonnement  $\gamma$  isomérique. La recherche de rayonnements  $\gamma$  isomériques dans les fragments de fission produits par fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  nécessite la mesure de l'instant de la fission du  $^{252}\text{Cf}$  et la mesure de l'instant de la détection des rayonnements  $\gamma$ . Plusieurs méthodes expérimentales sont possibles. Le tableau I.2 résume deux possibilités.

	start	stop	détecteurs nécessaires	source de $^{252}\text{Cf}$
1	$\gamma$ prompt	$\gamma$ retardé	$\gamma$	épaisse
2	fission	$\gamma$ retardé	fission et $\gamma$	mince

Tableau I.2 - *Méthodes expérimentales pour détecter des rayonnements  $\gamma$  retardés émis par les fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .*

La première méthode nécessite un seul type de détecteur (rayonnements  $\gamma$ ) et une source épaisse, pour arrêter les fragments de fission et ainsi s'affranchir de l'effet Doppler sur les rayonnements  $\gamma$  prompts. Mais le start est réalisé sur le premier rayonnement  $\gamma$  détecté dans l'événement. Cette première transition peut être retardée (même légèrement) et on ne mesure pas de façon fiable l'instant de la fission. Le start de la deuxième méthode est effectué sur la fission, qui est fixe dans l'échelle de temps, et la mesure du retard des rayonnements  $\gamma$  retardés est beaucoup plus propre que dans la première méthode. En revanche, la détection des fragments de fission nécessite un détecteur supplémentaire et une source mince pour que les fragments puissent sortir de la source. C'est cette deuxième méthode que nous avons choisie, car plus fiable, bien que plus lourde à mettre en œuvre.

Le détecteur de rayonnements  $\gamma$  que nous avons utilisé est le multidétecteur  $\gamma$  de grande résolution en énergie EUROGAM II. Ce multidétecteur était l'un des plus performants du monde, grâce à l'amélioration considérable de l'efficacité de détection et du rapport signal sur bruit. Le grand nombre de cristaux de germanium constituant EUROGAM II (126, au total!) permet la détection en coïncidence de nombreux rayonnements  $\gamma$ , donnant la possibilité à l'expérimentateur de reconstituer des chemins de désexcitation assez complets.

Le choix du détecteur de fragments de fission s'est porté sur un détecteur original : les cellules photovoltaïques. Ce détecteur, initialement construit pour la conversion de l'énergie solaire en électricité, s'est révélé être utilisable pour la détection d'ions lourds de faible énergie (environ 1 MeV/nucléon), ce qui est le cas des fragments de fission. Le fonctionnement de ces cellules solaires en tant que détecteurs de fragments de fission est différent de leur mode de fonctionnement en convertisseurs d'énergie solaire, et c'est pourquoi une électronique spécifique a dû être développée.

C'est tout naturellement que ces cellules photovoltaïques ont été choisies pour réaliser un détecteur  $4\pi$  de fragments de fission : SAPHIR, prévu pour être composé de 48 cellules solaires [22]. La toute première phase de ce détecteur, SAPHIR 0, constitué de 2 cellules, a été utilisée dans l'expérience relatée dans ce mémoire. Une deuxième phase à 10 cellules, SAPHIR I, a été utilisée lors de la dernière expérience auprès d'EUROGAM II. Enfin, une troisième phase de SAPHIR, à 32 cellules, sera utilisée auprès d'EUROBALL III, lors d'une expérience de la fission du  $^{250}\text{Cf}$  induite par un faisceau de  $^{12}\text{C}$  sur une cible de  $^{238}\text{U}$ .

Comme on peut le voir, l'utilisation de 2 cellules photovoltaïques pour détecter les fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  fait partie d'un vaste programme d'utilisation de cellules photovoltaïques aboutissant à la réalisation future de SAPHIR.

## I.5 Récapitulatif

Les quantités généralement mesurées ou déduites pour explorer le noyau sont l'énergie, le moment angulaire, la déformation des états nucléaires. L'isomérisme apporte une caractéristique supplémentaire : la durée de vie.

Un moyen simple pour produire des noyaux riches en neutrons est le processus de fission spontanée, et dans le cas présent, celle du  $^{252}\text{Cf}$ .

Le dispositif expérimental nécessaire pour la recherche de rayonnements  $\gamma$  isomériques dans les fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  est un détecteur de fragments de fission et un détecteur de rayonnements  $\gamma$ . Le multidétecteur  $\gamma$  EUROGAM II a été utilisé pour mesurer les rayonnements  $\gamma$  isomériques émis par les fragments de fission. Le choix du détecteur de fragments de fission s'est porté sur un détecteur original : les cellules photovoltaïques. En effet, des études antérieures ont montré la possibilité d'utiliser ces cellules solaires comme détecteurs de fragments de fission.

L'expérience relatée dans ce mémoire a un double but :

- réaliser une spectroscopie  $\gamma$  des états isomériques dans les fragments de fission riches en neutrons
- prouver la faisabilité de l'utilisation de cellules photovoltaïques en tant que détecteurs de fragments de fission (SAPHIR 0), en coïncidence avec des rayonnements  $\gamma$ .

---

## Chapitre II

# Expérience de fission spontanée auprès d'EUROGAM II

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le dispositif expérimental doit être adapté à la détection de fragments de fission, produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , et à l'observation de leur désexcitation par rayonnement  $\gamma$ . La mesure de l'énergie cinétique des fragments de fission permet d'estimer leur masse, et la détermination des énergies et du retard d'émission des transitions  $\gamma$  permet de mesurer la durée de vie des états isomériques.

Le multidétecteur  $\gamma$  EUROGAM II était l'un des plus performants au monde : 126 cristaux de germanium répartis sur  $4\pi$  conduisant à de bonnes résolution en énergie et efficacité sans détériorer le rapport pic/total. EUROGAM II occupant tout l'espace nécessaire autour de la chambre à réaction, le détecteur de fragments de fission ne peut être placé qu'à l'intérieur de cette chambre. Un petit détecteur, de taille inférieure à une dizaine de centimètres, doit être choisi et nous avons opté pour un type de détecteur original : SAPHIR phase 0, composé de deux cellules photovoltaïques. En effet, comme nous le verrons, une cellule solaire peut être utilisée comme détecteur de fragments de fission.

L'expérience présentée ici a consisté à utiliser EUROGAM II avec un détecteur additionnel, SAPHIR. L'électronique d'EUROGAM II n'ayant pas été réellement conçue pour fonctionner avec un détecteur auxiliaire, nous avons contourné le problème du couplage électronique des deux détecteurs en utilisant, pour les signaux provenant des pré-amplificateurs des cellules photovoltaïques, deux voies électroniques non utilisées d'EUROGAM II.

Dans ce chapitre sont détaillés les caractéristiques de la source de  $^{252}\text{Cf}$  utilisée, puis les deux détecteurs, EUROGAM II tout d'abord, puis SAPHIR. Seront exposés ensuite le couplage électronique des deux détecteurs, puis les performances de l'ensemble de détection EUROGAM II + SAPHIR 0.

## II.1 La source de $^{252}\text{Cf}$

Le  $^{252}\text{Cf}$  subit fissionne spontanément avec une demi-vie partielle de 85 ans. Cependant, la plupart des éléments trans-uraniens se désintègrent par émission  $\alpha$ , et pour le  $^{252}\text{Cf}$ , la probabilité de l'émission  $\alpha$  est considérablement supérieure à celle de la fission. La désintégration de cet isotope se produit dans 3% des cas par fission, et la demi-vie du  $^{252}\text{Cf}$  est ainsi de 2,65 années.

Comme évoqué dans le chapitre précédent, pour obtenir une mesure fiable du retard des rayonnements  $\gamma$ , il est nécessaire de réaliser l'expérience avec une source mince. Les deux fragments de fission s'en échappent et la mesure de l'instant de la fission est ainsi très bien défini.

Parmi la multitude de fragments de fission produits par fission du  $^{252}\text{Cf}$ , il faut pouvoir distinguer quel noyau émet les rayonnements  $\gamma$  détectés. Or, la mesure des énergies cinétiques des fragments de fission permet d'estimer leur masse (voir paragraphe II.3.4). Une source mince de  $^{252}\text{Cf}$  autorise une telle mesure.

La source utilisée était constituée par un dépôt actif de  $^{252}\text{Cf}$  pulvérisé sur un support de nickel très mince ( $110 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), permettant aux deux fragments de fission de s'échapper de la source. L'activité de cette source de  $^{252}\text{Cf}$  était de 1500 fissions/s.

## II.2 Le multidétecteur EUROGAM phase II

EUROGAM II est un multidétecteur européen de rayonnement  $\gamma$  et est l'héritier d'une longue lignée: Tessa1, Tessa2, Tessa3, et bien sûr, son prédécesseur, EUROGAM I. A chaque génération, la limite d'observation, c'est-à-dire la fraction de la voie de réaction observable, a été repoussée d'environ un facteur 10, jusqu'à une valeur de  $5.10^{-5}$  pour EUROGAM II. D'autres collaborations ont construit des multi-détecteurs  $\gamma$  très performants, parmi lesquels on peut citer Gammasphere [23] aux Etats-Unis et le  $8\pi$  canadien [24].

EUROGAM II a donc été conçu avec le souci d'améliorer la détection du rayonnement  $\gamma$ : augmentations de la résolution en énergie de chaque raie  $\gamma$ , de l'efficacité de détection et du rapport signal sur bruit, en coïncidences multiples.

L'utilisation, dans EUROGAM II, de détecteurs semi-conducteurs germanium, refroidis à une température de 77 K par azote liquide, permet d'obtenir une bonne résolution en énergie: les deux raies  $\gamma$  du  $^{60}\text{Co}$  d'énergies 1173 keV et 1332 keV ont une largeur à mi-hauteur de 2,5 keV environ.

L'amélioration de l'efficacité de détection est obtenue en utilisant des détecteurs de

taille relativement grande et un grand nombre de détecteurs pour accroître l'angle solide couvert.

Le rapport signal sur bruit est augmenté par l'adjonction d'enceintes anti-Compton, qui, en supprimant les rayonnements  $\gamma$  qui ne déposent pas toute leur énergie dans le cristal, réduisent considérablement le bruit de fond des spectres.

Après un bref rappel des caractéristiques des détecteurs germanium, le lecteur pourra voir plus en détail l'enceinte anti-Compton, les deux types de détecteurs élémentaires constituant EUROGAM II (détecteurs trèfles et gros volume), ainsi que l'électronique et l'acquisition associées au multidétecteur.

## II.2.1 Caractéristiques des détecteurs germanium

### II.2.1.1 Efficacité

L'efficacité absolue de détection d'un cristal de germanium est le rapport du nombre de rayonnements  $\gamma$  détectés dans le cristal  $N_{det}$  et du nombre de rayonnements  $\gamma$  émis par une source connue,  $N_{emis}$ , dans l'angle solide  $\Omega$  sous-tendu par le cristal :

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{det}}{N_{emis}\Omega} \quad (\text{II.1})$$

Or, l'interaction  $\gamma$ -matière peut être de trois types:

- effet photoélectrique: le rayonnement  $\gamma$  dépose toute son énergie dans la matière avec laquelle il interagit, c'est cet effet qui est recherché pour une bonne mesure de l'énergie du rayonnement  $\gamma$  incident,
- diffusion Compton:  $\gamma + e \rightarrow \gamma' + e'$ , le rayonnement  $\gamma$  ne dépose qu'une partie de son énergie si le rayonnement  $\gamma'$  s'échappe du cristal, et ce type d'événement ne permet pas de mesurer toute l'énergie du rayonnement  $\gamma$  incident,
- création de paires:  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ , si l'énergie du rayonnement  $\gamma$  incident est supérieure à  $2 \times 0,511 = 1,022$  MeV, dans ce cas, après ralentissement, le positron s'annihile avec un électron, donnant naissance à deux rayonnements  $\gamma$  de 511 keV chacun.

Ainsi, suivant le type d'interaction, l'énergie détectée dans le cristal de germanium n'est pas forcément celle qu'on recherche.

On définit une efficacité photopic comme le rapport du nombre de rayonnements  $\gamma$  détectés ayant produit un effet photoélectrique  $N_{ph}$  dans le cristal et du nombre de rayonnements  $\gamma$  émis  $N_{emis}$  par une source connue dans l'angle solide  $\Omega$  sous-tendu par le cristal :

$$\epsilon_{ph} = \frac{N_{ph}}{N_{emis}\Omega} \quad (\text{II.2})$$

### II.2.1.2 Rapport pic/total

Ce rapport permet de quantifier le nombre de rayonnements  $\gamma$  ayant subi l'effet photoélectrique  $N_{ph}$  par rapport au nombre total de rayonnements  $\gamma$  détectés  $N_{det}$ .

$$P/T = \frac{N_{ph}}{N_{det}} \quad (\text{II.3})$$

Dans un détecteur idéal, ce rapport est égal à 1, c'est-à-dire que tous les événements détectés sont de "bons événements", sans diffusion Compton. Pour limiter cette diffusion, on a recours à deux méthodes: choisir un gros cristal pour que les rayonnements  $\gamma$  diffusés soient réabsorbés dans le cristal ou entourer le cristal d'un matériau dense, donc de grande efficacité, pour détecter les rayonnements diffusés s'échappant du cristal et les éliminer ensuite.

### II.2.1.3 Résolution en énergie et effet Doppler

La résolution en énergie d'un détecteur est détériorée par l'effet Doppler, car les rayonnements  $\gamma$  peuvent être émis alors que le noyau émetteur est en mouvement. Cet effet se manifeste de deux manières: décalage et élargissement des pics.

L'énergie moyenne mesurée d'une transition  $\gamma$  émise par un noyau en mouvement se traduit par:

$$E_{\gamma}(\theta) = E_0(1 + \beta \cos \theta) \quad (\text{II.4})$$

avec:

$E_0$ : énergie réelle de la transition  $\gamma$ ,

$\beta = v/c$ : vitesse moyenne du noyau émetteur,

$\theta$ : angle entre le noyau de recul et le rayonnement  $\gamma$  émis.

Ainsi, les transitions  $\gamma$  observées sont décalées d'un facteur  $\beta E_0 \cos \theta$ .

L'angle  $\theta$  est mesuré, faute de mieux, entre le centre de la cible et le centre du détecteur, ce qui conduit à une contribution à l'effet Doppler due à l'ouverture angulaire du détecteur:

$$\Delta E_{\gamma} = E_0 \beta \int_{\theta-\Delta\theta}^{\theta+\Delta\theta} \sin \theta d\theta \quad (\text{II.5})$$

avec:

$\Delta\theta$ : demi-angle d'ouverture du détecteur.

Ainsi, les transitions  $\gamma$  observées présentent des pics élargis.

Pour un angle  $\theta$  de l'ordre de 90 deg, la plus forte contribution à l'élargissement Doppler est causée par l'ouverture angulaire des détecteurs. Pour limiter cet élargissement, il faut diminuer l'ouverture angulaire des détecteurs. Pour garder une efficacité constante, il faut donc augmenter la granularité du système de détection. Une méthode consiste à diviser le détecteur, ce qui a conduit à l'élaboration du détecteur trèfle qui sera décrit dans le paragraphe II.2.5.

### II.2.2 Caractéristiques générales d'EUROGAM II

EUROGAM II est un multidétecteur composé d'une boule de 54 détecteurs Germanium anti-comptonés répartis autour de la cible (figure II.1). Parmi ces 54 détecteurs, 30 sont des détecteurs gros volume répartis sur 4 couronnes situées à des angles  $\theta = 22,4$  deg, 46,4 deg, 133,6 deg, 157,6 deg. Les 24 détecteurs restants sont des détecteurs trèfles disposés sur deux couronnes autour de 90 deg ( $\theta$  moyen = 75,5 deg, 104,5 deg). L'efficacité photopic totale d'EUROGAM II s'élève à 7,4 % pour une transition  $\gamma$  d'énergie 1332 keV.

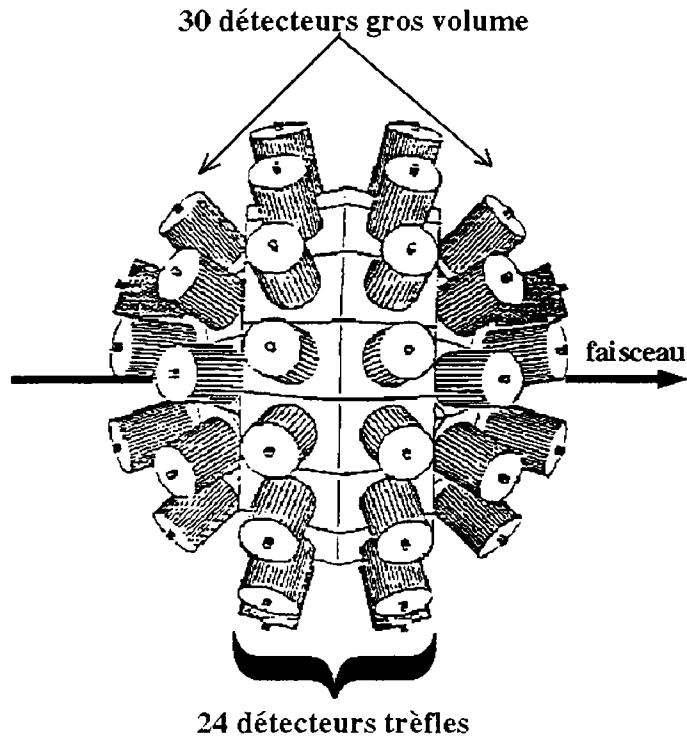


Figure II.1 - Schéma d'EUROGAM II.

### II.2.3 L'enceinte anti-Compton

Comme nous l'avons annoncé dans le paragraphe II.2.1, dans un détecteur  $\gamma$ , la diffusion Compton peut se révéler extrêmement gênante, dans le cas où le rayonnement  $\gamma$  diffusé s'échappe du détecteur. En effet, le détecteur n'aura alors "vu" qu'une partie de l'énergie du rayonnement  $\gamma$  incident. Pour s'affranchir de cet effet, on entoure le détecteur d'un matériau de grande densité, le germanate de bismuth ( $\text{BiGe}_3\text{O}_{12}$ ), communément appelé BGO. Lorsqu'on détecte en coïncidence le rayonnement  $\gamma$  incident dans le détecteur germanium et le rayonnement  $\gamma$  diffusé dans le BGO, l'événement est supprimé par le système d'acquisition. Cette méthode est très performante et augmente considérablement le rapport signal/bruit du détecteur Ge: ce rapport est augmenté d'un facteur 2 après suppression Compton pour un détecteur gros volume. Il est d'autant plus intéressant d'avoir un bon rapport pic sur total que l'on s'intéresse aux événements en coïncidence. En effet, ce rapport varie en puissance du nombre de rayonnements  $\gamma$  détectés dans EUROGAM II. C'est pour cette raison que tous les détecteurs d'EUROGAM II sont anti-comptonés (figure II.2).

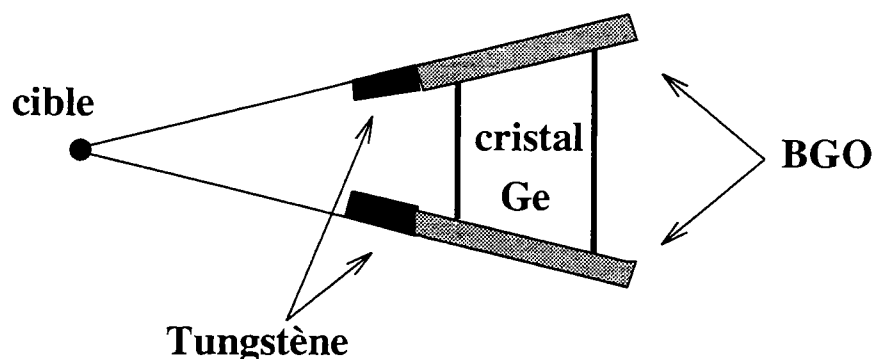


Figure II.2 - Schéma d'une enceinte anti-Compton. Le collimateur en tungstène sert à empêcher que les rayonnements  $\gamma$  de la cible soient vus directement par le BGO.

### II.2.4 Les détecteurs gros volume

Dans ce type de détecteur, le cristal de Germanium est tronconique (meilleure géométrie conciliant angle solide et efficacité) d'environ 70 mm de diamètre pour une longueur de 70 mm. L'efficacité relative par rapport à un cristal de NaI (diamètre 7,6 cm, longueur 7,6 cm, situé à 25 cm de la source) est de 70%. L'angle solide couvert est de  $5.10^{-3}$  sr. Le rapport pic/total est de 0,27 sans enceinte anti-Compton pour une transition  $\gamma$  de 1332 keV du  $^{60}\text{Co}$ . Avec anti-Compton, ce rapport augmente jusqu'à 0,55. La résolution en énergie est de 2.2 keV.



### II.2.5 Les détecteurs trèfles

Ce type de détecteur est composé de quatre cristaux de germanium d'efficacité relative 20 %. Ces cristaux sont très proches les uns des autres, partagent le même cryostat, sont entourés par une même enceinte anti-Compton mais disposent d'une électronique indépendante pour chaque cristal (figure II.3).

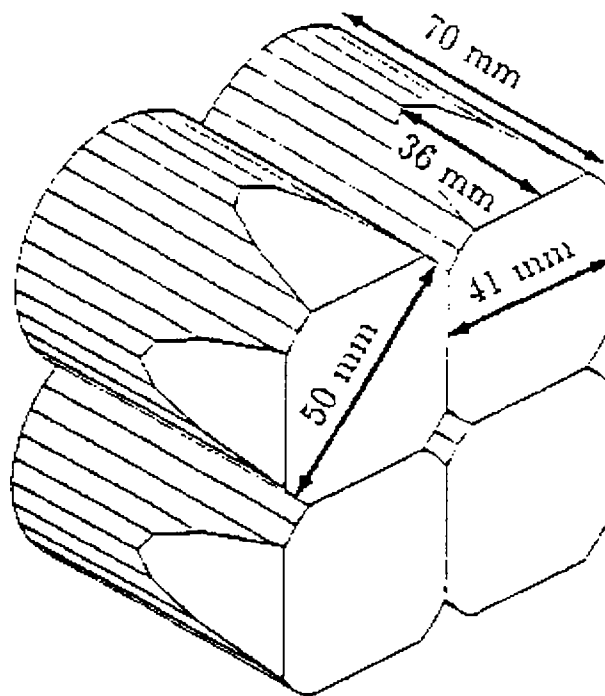


Figure II.3 - Vue d'un détecteur trèfle.

Dans le cas d'une diffusion Compton d'un cristal vers un cristal voisin, le signal de chacun des cristaux est recueilli séparément, et il est ainsi possible de travailler en mode "additionné" (ou encore appelé "add-back") en sommant les deux signaux, de manière à reconstituer l'énergie initiale du rayonnement  $\gamma$  avant diffusion. L'efficacité photopic moyenne des cristaux individuels pour une transition  $\gamma$  de 1332 keV, est de  $2,6 \cdot 10^{-4}$ , alors que la même efficacité considérée en mode additionné s'élève à  $16 \cdot 10^{-4}$ , ce qui conduit à une augmentation de 85 % par rapport à l'efficacité d'un détecteur gros volume. La résolution en énergie d'un détecteur trèfle en mode additionné se monte à 2,2 keV, ce qui est tout à fait comparable à celle d'un détecteur gros volume. L'angle solide total sous-tendu par le détecteur est de  $4,6 \cdot 10^{-3}$  sr, ce qui signifie que pour chaque cristal individuel la sensibilité à l'élargissement Doppler sera beaucoup plus faible que dans le cas d'un détecteur gros volume classique.

## II.2.6 Electronique d'EUROGAM II

Les signaux provenant des détecteurs de EUROGAM II sont traités par une électronique intégrée utilisant le standard VXI (VME bus eXtensions for Instrumentation). L'utilisation d'une telle électronique offre plusieurs avantages : encombrement faible (4 baies suffisent pour les 126 cristaux de germanium et les 54 BGO d'EUROGAM II), nombre très réduit de câbles et de branchements, immunité au bruit, possibilité de contrôler et de modifier certains réglages des détecteurs depuis la salle d'acquisition. Le traitement des signaux se fait en plusieurs étapes : amplification, numérisation, validation, mise en forme, sélection, sauvegarde. Les trois premières étapes sont réalisées par les cartes VXI, alors que mise en forme, sélection et sauvegarde sont assurées par des modules VME (Versa Module Eurocard) (figure II.4). Cette séparation des tâches est une question de "tempo" : amplification, numérisation et validation doivent suivre les temps caractéristiques de l'émission  $\gamma$ , alors que les étapes suivantes peuvent être traitées en différé, une fois l'information physique prise.

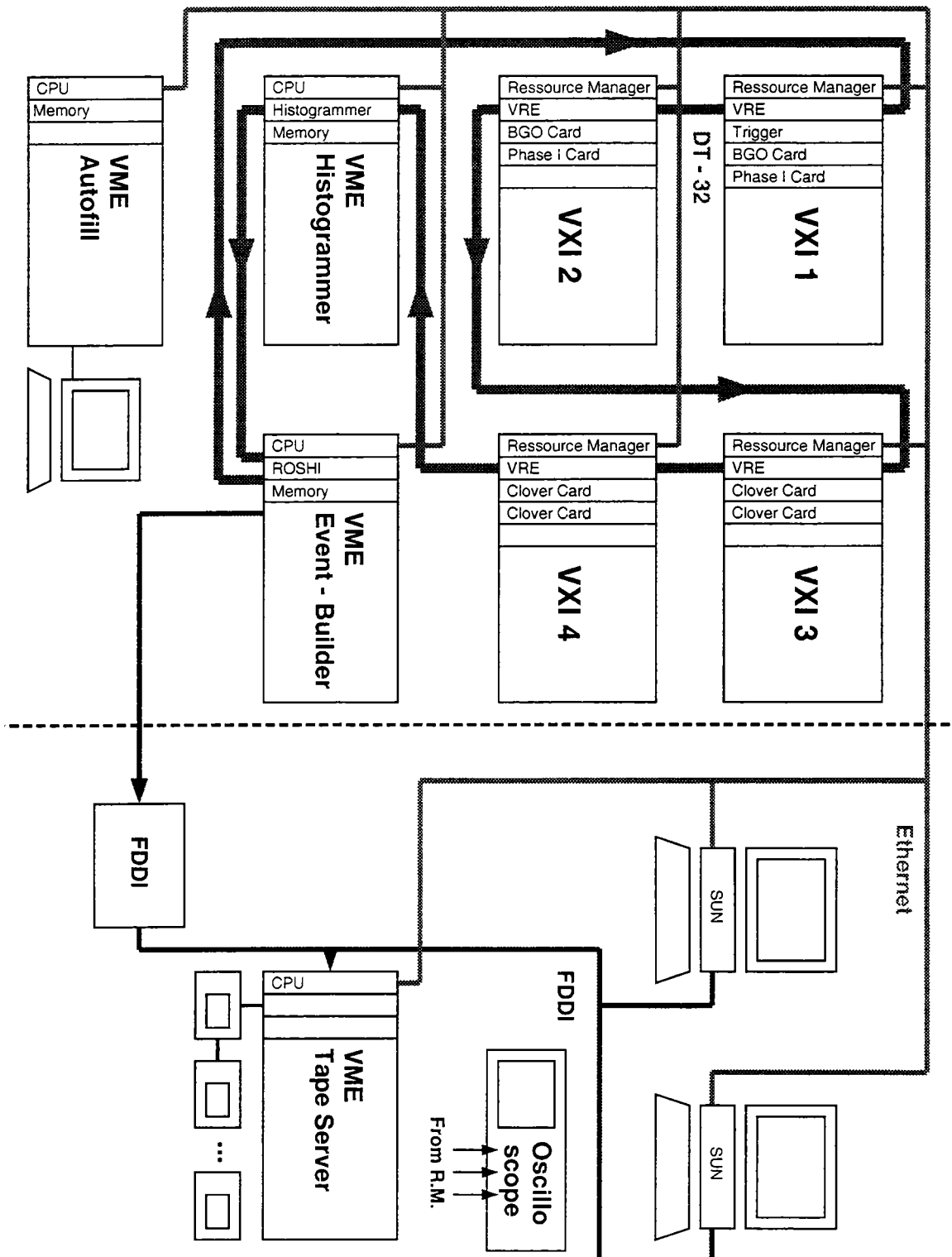
Nous allons voir plus en détail le fonctionnement de l'électronique d'acquisition d'EUROGAM II.

### II.2.6.1 Cartes VXI

Il existe 5 types de cartes VXI [25] : 6 cartes "Ge" (gros volume), 24 cartes "clover" (détecteur trèfle), 6 cartes "BGO" (anti-Compton), une carte "Master Trigger" (carte de déclenchement d'EUROGAM) [26] et 4 cartes "VXI Readout Engine" et "Resource Manager" permettant le dialogue entre les cartes et la circulation des données. Chaque carte Ge dispose de 6 voies correspondant chacune à un détecteur gros volume, la carte clover a 4 voies Ge pour chaque cristal composant un détecteur trèfle et une voie pour l'anti-Compton associé au clover, et chaque carte BGO a 6 voies, chacune étant couplée avec une voie d'une carte Ge.

Voyons plus en détail le principe de fonctionnement d'une voie d'une carte Ge (fig II.5).

Le signal issu du préamplificateur d'un détecteur Ge est séparé en deux : l'un pour la voie énergie, l'autre pour la voie temps. La voie temps contribue au déclenchement de l'électronique : le signal temps revient à dire, d'une façon imagée, "J'ai un événement". Ainsi, ce signal doit être bref. En revanche, la voie énergie sert à déterminer l'énergie du rayonnement  $\gamma$ . La hauteur de l'impulsion est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal. Il est nécessaire d'avoir un signal énergie lent, dont l'amplitude soit maximale le plus longtemps possible, pour pouvoir bien déterminer sa hauteur et ensuite la coder. Chaque carte possède un trigger local qui a un rôle très important : il décide si les signaux analogiques (voie énergie) doivent être codés ou annulés. Le trigger local reçoit des informations de la carte "trigger principal", pour synchroniser les événements des différentes cartes (Ge, clover, BGO). Toutes les voies des cartes VXI travaillent simultanément, mais toutes les voies de l'expérience sont synchronisées par le trigger principal.



l'Figure II.4 - Schéma d'ensemble de l'électronique d'EUROGAM II.

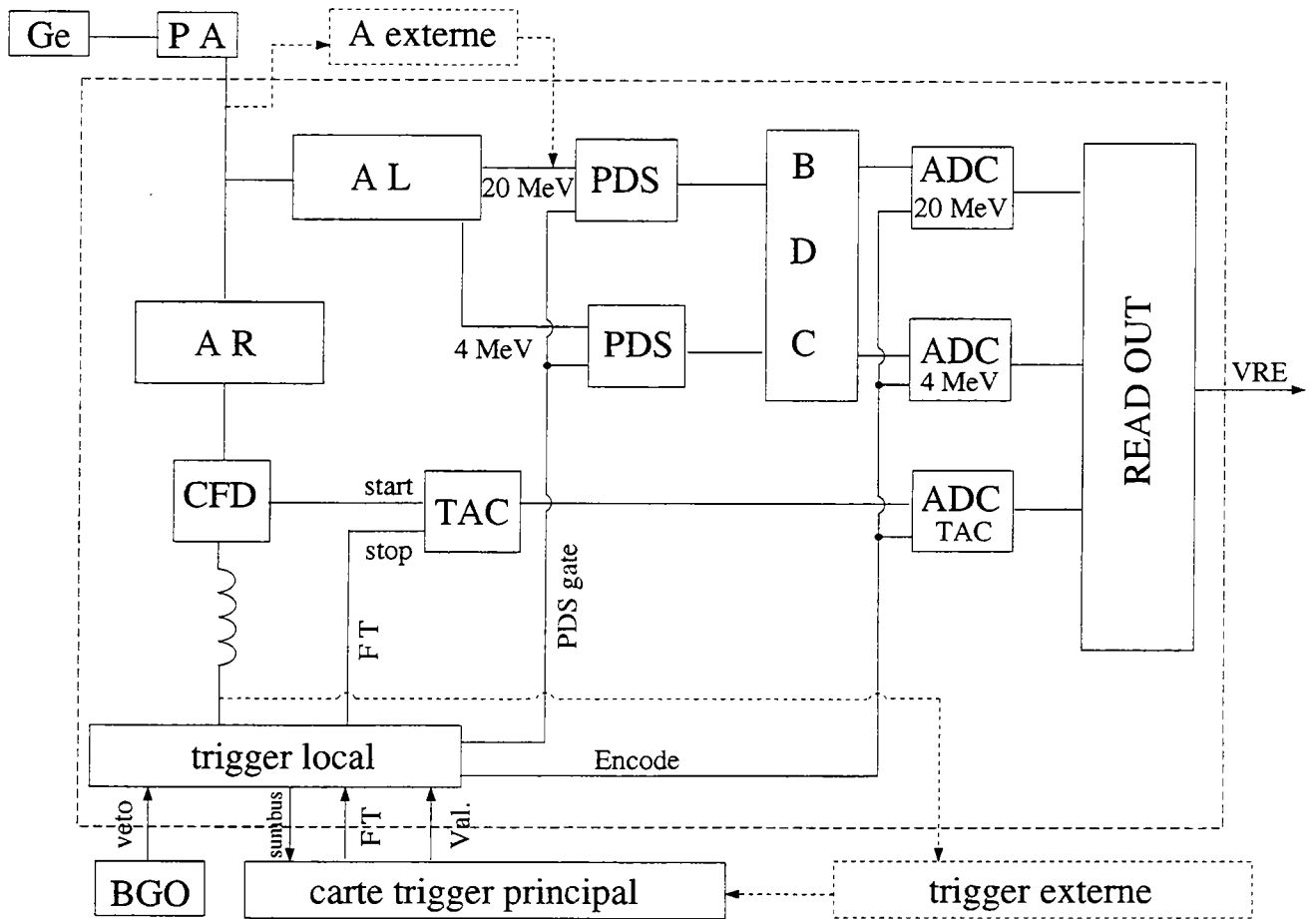


Figure II.5 - Schéma simplifié d'une voie électronique d'une carte Ge d'EUROGAM II. Les liaisons en pointillés correspondent aux fonctionnalités utilisées avec un détecteur additionnel.

### Voie énergie

Le signal provenant du préamplificateur est amplifié par un double amplificateur ("AL" sur la figure II.5) possédant deux gains différents et deux sorties distinctes, l'une permettant d'obtenir une dynamique de 0 à 4 MeV, l'autre une dynamique de 0 à 20 MeV. L'avantage de ce système est qu'on utilise les deux dynamiques simultanément. D'autre part, il est possible d'utiliser des amplificateurs externes ("A externe" sur la figure II.5), à la place de ceux existants dans la carte VXI. Après amplification, les signaux sont modifiés par un module PDS, qui reconnaît la crête du signal et l'allonge. Le signal est alors maximum pendant une longue durée, ce qui permet à l'ADC (Analogue to Digital Converter) de bien coder l'amplitude maximale du signal. Le module PDS est déclenché par un signal rapide appelé "PDS gate", et le codage des ADC sur deux gammes (0-4 MeV et 0-20 MeV) est déclenché par une porte appelée "Encode". La provenance de ces signaux est développée dans le paragraphe suivant. Après l'action du module PDS, le signal analogique va subir une dernière modification, avant d'être codé par l'ADC: la correction balistique réalisée par le module BDC (Ballistic Deficit Correction). En effet, le signal analogique varie en fonction du lieu de l'interaction dans le détecteur, ce qui détériore la résolution en énergie [27]. Une fois codés, les signaux sont transférés vers le VRE (VXI Readout Engine) de chaque baie VXI.

### Voie temps

Après préamplification, le signal est amplifié par un amplificateur rapide ("AR" sur la figure II.5), puis dirigé vers un CFD (Constant Fraction Discriminator) qui supprime les signaux dont l'expérimentateur ne veut pas (bruit) par l'application d'un seuil. En sortie de CFD, le signal est séparé en deux: une partie va directement vers un TAC (Time to Amplitude Converter), et l'autre vers le trigger local.

Le trigger local renvoie ensuite ce signal vers la carte trigger principal, via le sumbus. Si plusieurs détecteurs sont touchés simultanément, les signaux délivrés par les triggers locaux s'additionnent dans le sumbus, et le trigger principal vérifie si la somme correspond à la multiplicité brute (avant suppression Compton) de l'événement demandée par l'expérimentateur. Si cette condition est vraie, le trigger principal envoie un signal "Fast Trigger" ("FT" sur la figure II.5) à tous les triggers locaux des voies impliquées. Le signal Fast Trigger est une acceptation de l'événement  $\gamma$  détecté, avant suppression Compton. Celle-ci a lieu au niveau du trigger local par un signal de veto généré par la voie BGO associée à la voie Ge. La présence de ce signal conduit à une remise à zéro de toutes les opérations en cours. S'il n'y a pas eu de suppression Compton, le signal Fast Trigger sert en outre à stopper les TAC, et à construire le signal rapide PDS gate. Les TAC mesurent ainsi le temps entre la détection d'un rayonnement  $\gamma$  et son acceptation par le trigger principal, qui est une référence fixe. Le trigger principal envoie aussi, plus tard, un signal "Validation" ("Val." sur la figure II.5), à partir duquel est fabriquée la porte Encode. Le signal de Validation peut constituer aussi un trigger de deuxième niveau, quand on couple

EUROGAM II avec un détecteur additionnel disposant de sa propre électronique. Dans ce cas, le signal est produit quand l'information du détecteur additionnel est valide.

### II.2.6.2 Transfert et devenir des données

Les données issues des VRE [28] sont acheminées vers les modules VME "Histogrammer" et "Event-Builder" par le bus local DT 32 [29]. L'histogrammer prend les données au vol et construit des spectres bruts : énergie sur 4 MeV et sur 20 MeV, temps ... pour chaque détecteur Ge, clover et BGO. Le constructeur d'événements ("event-builder") est programmé par l'utilisateur [30]. Il permet de réorganiser les données dans le format demandé par l'expérimentateur et les envoie par une liaison ethernet (FDDI) vers les stations de contrôle de l'expérience et les cassettes magnétiques pour leur stockage. La visualisation des spectres sur les stations de contrôle se fait par deux moyens : spectres bruts générés par l'histogrammer et construction de nouveaux spectres par un logiciel (Sort Package [31]), qui permet, en temps réel, la création de spectres calibrés, conditionnés, à une ou plusieurs dimensions.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, le seul détecteur  $\gamma$  EUROGAM II ne suffit pas pour détecter des rayonnements  $\gamma$  isomériques émis par des fragments de fission. Un détecteur de fragments de fission est nécessaire pour réaliser une mesure propre du retard de l'émission  $\gamma$  isomérique.

## II.3 Détecteur additionnel SAPHIR

Pour détecter des fragments de fission, le type de détecteur le plus couramment employé est la barrière de surface, qui présente de nombreux avantages : faible encombrement, bonnes résolutions en énergie et en temps, faible bruit, bonne transparence aux rayonnements  $\gamma$ , mais qui présente aussi quelques inconvénients : coût très élevé, grande fragilité et courte durée de vie (dégradation du détecteur sous l'effet du bombardement d'ions). G. Siegert [32] a étudié en 1979 la possibilité de détecter des fragments de fission à l'aide de cellules photovoltaïques. L'avantage de ce type de détecteur est son faible coût (quelques francs par  $\text{cm}^2$ !), sa grande durée de vie et la possibilité de le découper en n'importe quelle forme. Ce sont donc des cellules photovoltaïques que nous avons choisies pour détecter les fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . Ces cellules sont des cellules solaires ordinaires, qui n'ont subi aucun traitement particulier, et qui conviennent bien pour détecter des fragments de fission. Dans cette partie seront décrits ce qu'est une cellule photovoltaïque, le principe de détection des fragments, puis les résolutions en énergie et en temps des cellules solaires et enfin la méthode permettant d'obtenir une estimation de la masse des fragments de fission.

### II.3.1 Structure d'une cellule photovoltaïque

Il existe deux types de cellule photovoltaïque : en silicium polycristallin et en silicium amorphe. La cellule amorphe, utilisée pour les panneaux des satellites, est une cellule dans laquelle la disposition des atomes de silicium n'obéit à aucune périodicité et sur laquelle sont déposées plusieurs couches de protection (silice, anti-reflet ( $\text{MgF}_2$ ) et filtre ultraviolet), qui protègent la cellule des radiations intenses. Ce type de cellule ne convient pas pour la détection de fragments de fission, car ceux-ci sont stoppés dans les couches protectrices.

La cellule polycristalline est constituée de cristaux de silicium groupés en grains d'orientations différentes (figures II.6, II.7). Le silicium est recouvert d'une seule couche anti-reflet d'oxyde de titane, qui donne un reflet bleu aux cellules. La collection des charges est effectuée par de fines piste argentées. C'est ce type de cellule que nous avons utilisé pour la détection des fragments de fission.

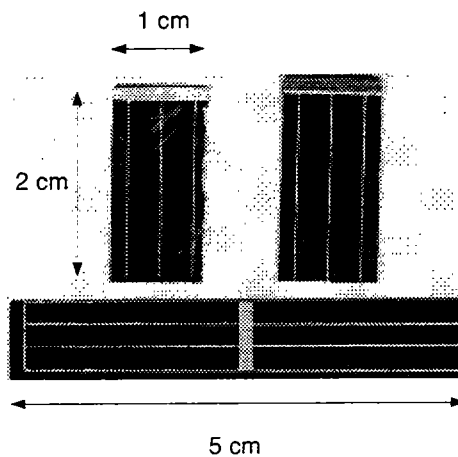


Figure II.6 - Cellules photovoltaïques polycristallines utilisées pour la détection de fragments de fission (vue de dessus).

Les cellules photovoltaïques existent dans le commerce en plusieurs épaisseurs : 300  $\mu\text{m}$  et 500  $\mu\text{m}$ . Une cellule photovoltaïque est une jonction de type  $n^+p$  (figure II.8).

En mode de fonctionnement habituel, les cellules photovoltaïques sont utilisées pour détecter des photons. Une cellule solaire produit un courant électrique quand elle est éclairée. Un photon ionise le silicium et crée un plasma électron-trou. Les électrons et les trous sont séparés par le champ électrique créé par la polarisation de la jonction  $n^+p$ , les électrons étant attirés par la couche  $n^+$  positive et les trous par le substrat  $p$ . Il y a création d'un signal aux bornes de la cellule.

#### Caractéristiques d'une cellule photovoltaïque :

Le tableau II.1 résume les caractéristiques d'une cellule et d'une barrière de surface

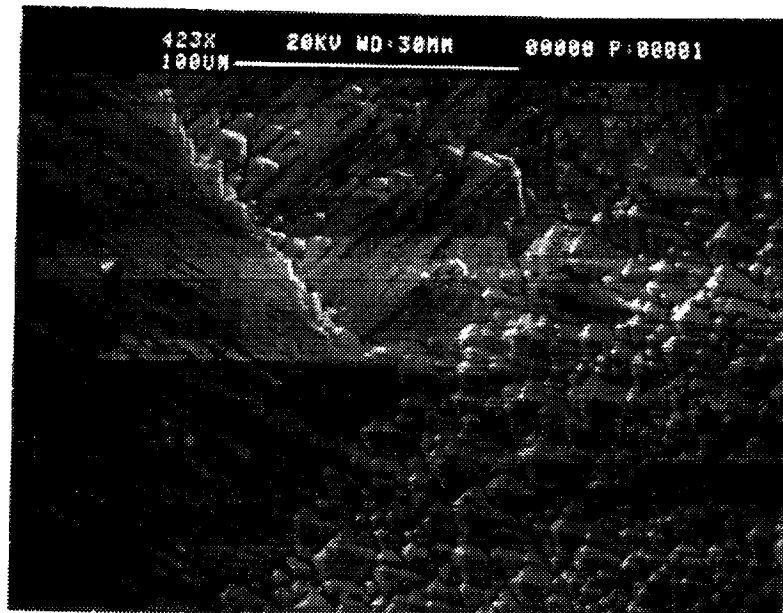


Figure II.7 - Photographie de la surface d'une cellule photovoltaïque polycristalline, prise au microscope électronique à balayage au laboratoire Pierre Süe de Saclay (grossissement : 423 fois). On distingue nettement les orientations différentes des grains de silicium.

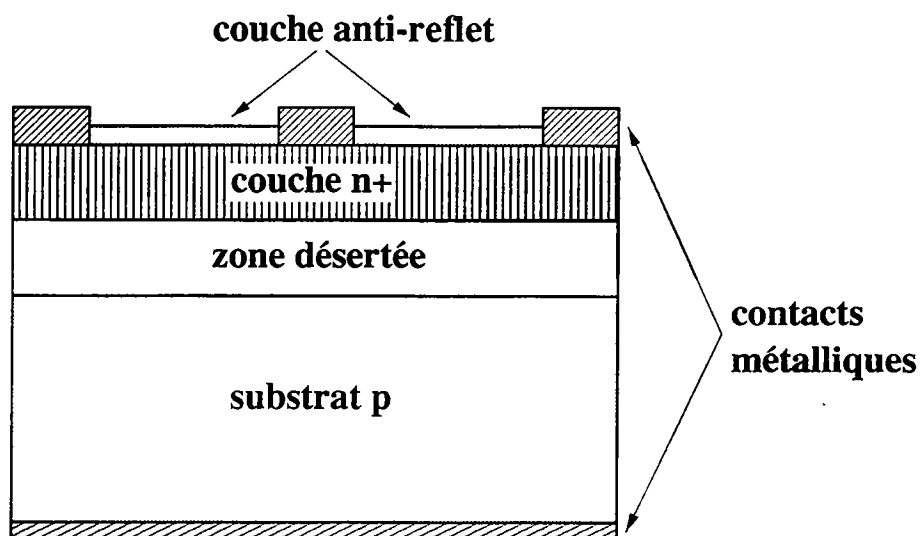


Figure II.8 - Schéma d'une coupe d'une cellule photovoltaïque.



de type n<sup>+</sup>p en silicium.

	Cellule 300 $\mu\text{m}$	Cellule 500 $\mu\text{m}$	Barrière de surface
Capacité (nF/cm <sup>2</sup> )	26	61	0,1
Zone désertée ( $\mu\text{m}$ )	0,3	0,3	20
Résistivité du substrat ( $\Omega\text{cm}$ )	1,83	0,32	100
Amplitude du signal de sortie (mV)	0,048	0,021	35,5

Tableau II.1 - *Caractéristiques d'une cellule photovoltaïque et d'une barrière de surface.*

L'épaisseur de zone désertée d'une cellule solaire est beaucoup plus faible que celle d'une barrière de surface, ce qui conduit à une capacité très grande et une impulsion de sortie très faible. La faible épaisseur de la zone désertée convient pour la détection de photons, car leur parcours moyen est très faible. En revanche, le parcours moyen d'un fragment de fission est plus grand que l'épaisseur de cette zone. Une méthode pour diminuer la capacité et augmenter la zone désertée consiste à polariser la cellule avec une tension inverse appliquée à ses bornes. Or, la polarisation génère trop de bruit de fond [33] et le faible signal de sortie est noyé dans le bruit. Malgré ces caractéristiques a priori défavorables pour la détection de particules, nous verrons dans le paragraphe suivant que la détection de fragments de fission par des cellules photovoltaïques est possible.

## II.3.2 Mécanisme de la collection de charges

### II.3.2.1 Rappels sur les détecteurs à jonction

Prenons le cas classique d'une barrière de surface en silicium de type n<sup>+</sup>p. Lors de la construction de la jonction n<sup>+</sup>p, il y a migration des électrons du côté n<sup>+</sup> vers le côté p et des trous du côté p vers le côté n<sup>+</sup>, au voisinage de la jonction. Ce processus conduit à l'établissement de la zone désertée, dans laquelle règne un champ électrique créé par les électrons du côté n<sup>+</sup> et les trous du côté p. La zone désertée est grande (environ 20  $\mu\text{m}$ ) et un fragment de fission est arrêté dans cette zone, car le parcours moyen d'un fragment est de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$ . Il provoque l'ionisation du silicium et il y a création de paires électron-trou le long de la trajectoire du fragment dans la zone désertée. Le champ électrique fait que les électrons et les trous sont attirés vers le côté n et le côté p et les charges sont collectées par conduction. Les charges collectées changent la capacité de la barrière de surface et il y a création d'un signal aux bornes du détecteur.

### II.3.2.2 Collection de charges dans les cellules photovoltaïques

Comme nous l'avons vu dans le tableau II.1, la zone désertée d'une cellule photovoltaïque est extrêmement faible (0,3  $\mu\text{m}$ ). Le fragment de fission s'arrête donc dans le substrat, et les paires électron-trou sont créées dans le substrat où il n'y a pas de champ électrique. Malgré l'absence de champ électrique, la collection de charges a lieu

tout de même par conduction : c'est le phénomène de "funneling" (de l'anglais "funnel" : entonnoir), mis en évidence par Hsieh et al. en 1981 [34]. Plusieurs modèles ont été proposés pour simuler ce phénomène [34, 35, 36, 37], et nous nous bornerons ici à décrire le "funneling" qualitativement. Ce phénomène se déroule en trois étapes : thermalisation, expansion, restauration.

#### Thermalisation du plasma électron-trou :

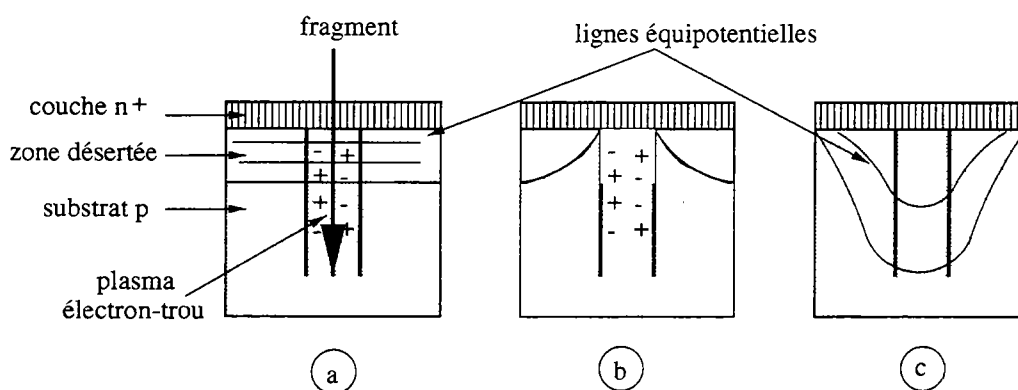


Figure II.9 - Première étape du processus de "funneling" : thermalisation.

Après passage du fragment, le plasma électron-trou se thermalise en quelques picosecondes, formant un cylindre de rayon 100 nm (étape a de la figure II.9). A cet instant, la densité du plasma est de l'ordre de  $10^{18} - 10^{19}$  paires électron-trou par  $\text{cm}^3$ , qui est très supérieure à la densité de dopage du substrat (de l'ordre de  $10^{15}$  par  $\text{cm}^3$ ). Très rapidement, la zone désertée est neutralisée dans l'entourage immédiat de la colonne de plasma (étape b de la figure II.9). Le champ électrique associé à la jonction est écranté par les électrons qui sont attirés par l'électrode positive. Au fur et à mesure que les électrons et les trous créés dans la zone désertée sont attirés vers le côté n et le côté p, le champ électrique est réduit en amplitude. Mais comme le fragment de fission s'arrête dans le substrat, le plasma électron-trou est créé aussi dans le substrat. Ce plasma cylindrique est composé des trous en son centre et des électrons à la périphérie [34], ce qui conduit à l'établissement d'un champ électrique radial. Comme l'amplitude du champ électrique de la zone désertée est réduite, l'influence de ce champ radial créé dans le substrat sur le champ de la zone désertée provoque la distorsion des lignes équipotentielles autour de la trajectoire du fragment (étape c de la figure II.9).

#### Expansion du plasma :

Après thermalisation, le plasma cylindrique électron-trou s'étend radialement par diffusion. La zone désertée initiale se neutralise avec l'extension de la colonne de plasma et le champ électrique est poussé plus profondément dans le substrat. Pour que la collection

de charges ait lieu, il doit y avoir une séparation de charge entre électrons et trous dans la colonne de plasma. Cette séparation se fait par deux modes : séparation radiale et séparation longitudinale. Les trous sont tirés du plasma par la composante radiale du champ électrique vers le substrat p et les électrons, plus mobiles que les trous, sont tirés en haut de la colonne par la composante longitudinale du champ électrique pour être collectés par l'anode n<sup>+</sup> (fig II.10).

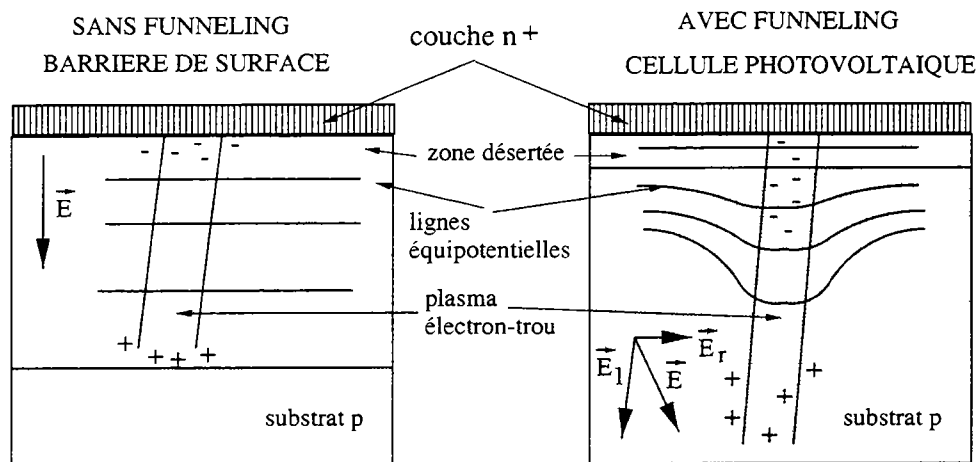


Figure II.10 - Collection de charges avec et sans "funneling".

#### Restauration de la zone désertée :

Au fur et à mesure que la collection de charges a lieu, la densité de paires électron-trou du plasma se réduit. La zone désertée commence à se reformer. Pendant ce temps, la collection de charges devient longitudinale de façon prépondérante, avec les colonnes d'électrons et de trous attirées par le champ longitudinal vers les surfaces extérieures. Quand le champ électrique initial est rétabli dans la zone désertée, la jonction est complètement reformée, et la collection des électrons par conduction s'arrête.

Ce phénomène de collection de charges est beaucoup plus rapide que la collection de charges par diffusion : 4,8 ns pour le "funneling" et environ 100 ns pour la diffusion [38], ce qui contribue à obtenir un bon signal de sortie rapide. Malgré tout, la collection de charges par "funneling" est incomplète et détériore la résolution en énergie.

### II.3.3 Résolutions en énergie et en temps

Lors d'une campagne de tests réalisée avant l'expérience auprès d'EUROGAM II, nous avons mesuré les résolutions en énergie et en temps d'une cellule photovoltaïque de taille rectangulaire ( $L = 2,1$  cm,  $l = 1,2$  cm et  $e = 500$   $\mu\text{m}$ ) située à 3 cm de la source de  $^{252}\text{Cf}$ . La

source utilisée était la même que celle qui a servi pour l'expérience auprès d'EUROGAM II.

### II.3.3.1 Résolution en énergie

Le spectre en énergie est représenté sur la figure II.11.

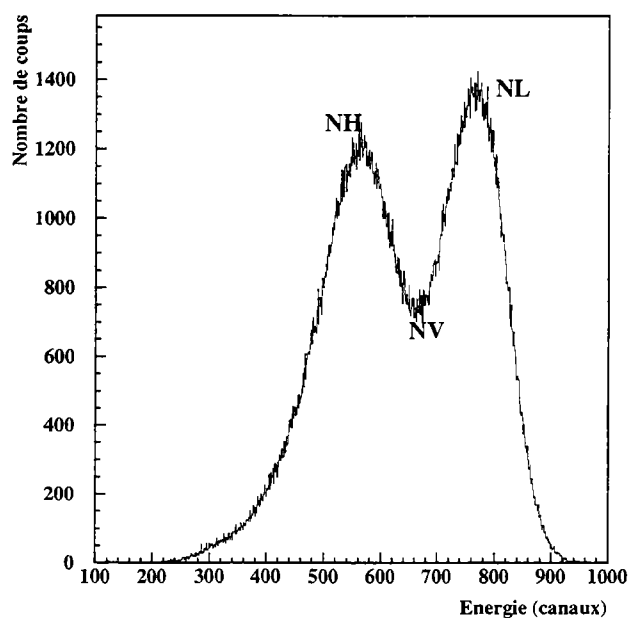


Figure II.11 - Spectre en énergie des fragments de fission produits dans la fission spontanée d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  mesuré à l'aide d'une cellule photovoltaïque. NL et NH sont les nombres de coups maxima des bosses correspondant aux fragments légers et lourds, NV celui correspondant à la vallée entre les deux bosses.

Une bonne estimation de la résolution en énergie peut être donnée par le rapport du nombre de coups maximum mesurés pour les fragments lourds (NH) et du nombre de coups maximum pour la vallée (NV) entre les deux pics, et le rapport correspondant aux fragments légers (NL). Ces rapports sont reportés dans le tableau II.2, ainsi que les valeurs de référence obtenues avec une barrière de surface placée dans les mêmes conditions expérimentales.

Les rapports NH/NV et NL/NV sont, pour une cellule photovoltaïque, légèrement inférieurs à ceux d'une barrière de surface. En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe II.3.2.2, la collection de charges par funneling dans une cellule solaire est incomplète, ce qui détériore la résolution en énergie. Cependant, ce tableau montre que la cellule photovoltaïque supporte la comparaison avec la barrière de surface, et constitue

	Cellule 500 $\mu\text{m}$	Barrière de surface
NH / NV	1,62	1,65
NL / NV	1,82	1,89

Tableau II.2 - Résolutions en énergie d'une cellule photovoltaïque et d'une barrière de surface prises dans les mêmes conditions expérimentales.

ainsi un détecteur de fragments de fission performant.

### Résolution en énergie et durée de vie d'une cellule photovoltaïque

La durée de vie d'un détecteur se mesure à la dégradation de sa résolution en énergie. En effet, le bombardement du détecteur par des particules ou des ions détériore le cristal par la création de défauts cristallins : les paires de Frenkel. L'ion détecté, en traversant le cristal, pousse les atomes du cristal les uns contre les autres, le long de sa trajectoire. Il y a modification locale du réseau cristallin, qui aboutit à une lacune (site normalement occupé par un atome qui se retrouve vide) et un interstitiel (l'atome qui occupait la lacune est déplacé ailleurs dans le réseau cristallin). Le phénomène de création de paires de Frenkel est schématisé sur la figure II.12.

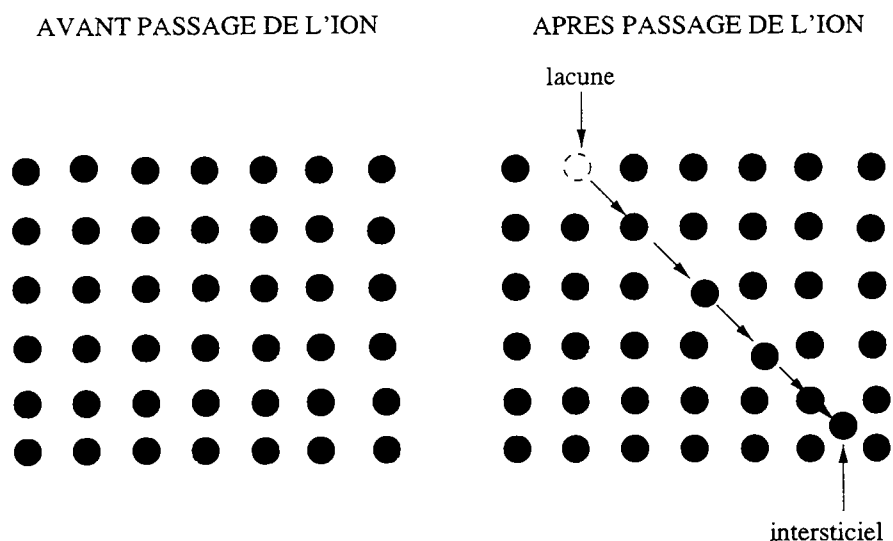


Figure II.12 - Schématisation de la création de paires de Frenkel (lacune/interstitiel) lors du passage d'un ion dans un cristal, dont les atomes sont représentés par des cercles noirs.

Après passage de l'ion, le réseau cristallin est modifié. L'ionisation des atomes du cristal est moins bonne et la densité du plasma électron-trou est plus faible. La collection de charges s'en trouve altérée et la résolution en énergie du détecteur est détériorée.

Une mesure de la durée de vie des cellules photovoltaïques a été réalisée pendant l'expérience auprès d'EUROGAM II. Leur résolution en énergie, mesurée par les rapports  $NH/NV$  et  $NL/NV$ , se détériore faiblement au cours du temps. Cette évolution est montrée sur la figure II.13.

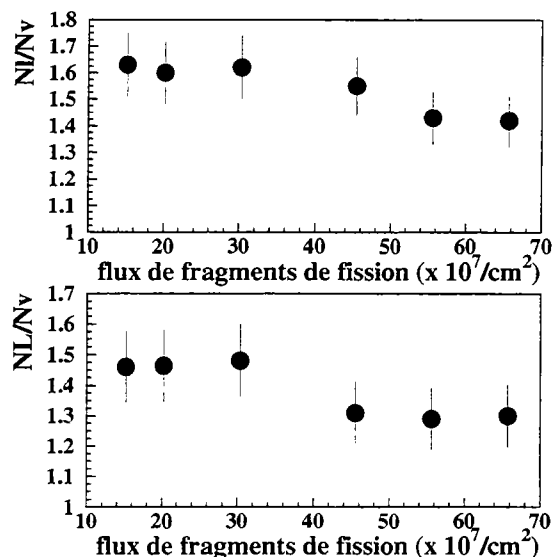


Figure II.13 - Evolution de la résolution d'une cellule photovoltaïque soumise à un bombardement de fragments de fission produits par une source de  $^{252}\text{Cf}$  au cours du temps.

Une cellule photovoltaïque, soumise à un bombardement de fragments de fission à la fréquence de 1500 fissions/seconde, présente une perte de résolution d'environ 10-15% au bout de 13 jours, correspondant à un flux intégré de  $6,5 \cdot 10^8$  fragments/ $\text{cm}^2$ . Pour un détecteur à barrière de surface en silicium, la perte de résolution en énergie est de 50% pour un flux intégré de  $10^7$  fragments/ $\text{cm}^2$  [39]. Ainsi, la durée de vie d'une cellule photovoltaïque est nettement supérieure à celle d'un détecteur à barrière de surface, ce qui lui confère un avantage non négligeable.

### II.3.3.2 Résolution en temps

La résolution en temps a été, elle aussi, mesurée lors de cette même campagne de tests préliminaires, dans la même configuration expérimentale que précédemment. La mesure a été effectuée avec deux cellules en coïncidence. Le spectre est représenté sur la figure II.14.

La largeur à mi-hauteur est de 15 ns, ce qui est tout à fait comparable à celle de [38] qui était de 17 ns.

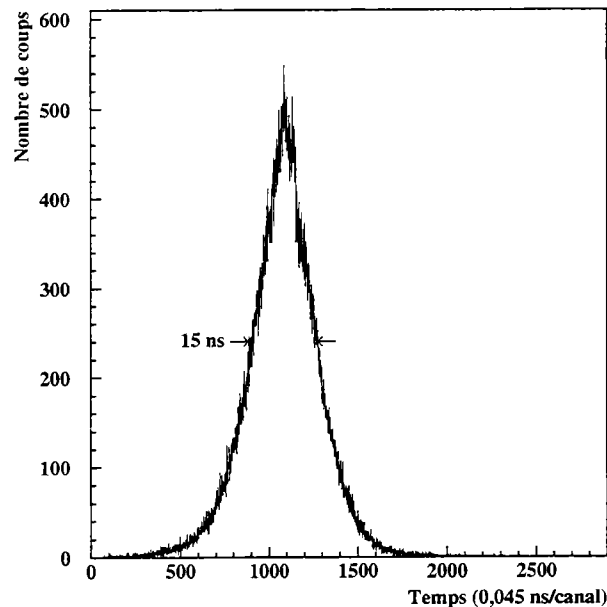


Figure II.14 - Spectre en temps des fragments de fission produits dans la fission spontanée d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  mesuré à l'aide de deux cellules photovoltaïques en coïncidence.

### II.3.4 Estimation de la masse des fragments de fission à partir de la mesure de leurs énergies cinétiques par des cellules photovoltaïques

La mesure des énergies cinétiques des fragments de fission permet d'estimer leur masse, par application de la méthode de double coïncidence, détaillée dans le chapitre III, paragraphe III.5.

#### Distribution en masse :

Les distributions de masses secondaires des fragments de fission sont représentées sur la figure II.15 pour la distribution de neutrons représentée sur la figure III.8 du chapitre III.

#### Distribution en énergie cinétique :

La méthode de double coïncidence permet de calculer les énergies cinétiques de chaque fragment avant et après émission de neutrons. Les résultats sont présentés sur les figures II.16 et II.17.

L'influence de l'émission de neutrons par les fragments de fission se traduit par deux phénomènes : élargissement et décalage des distributions. L'élargissement est dû au fait

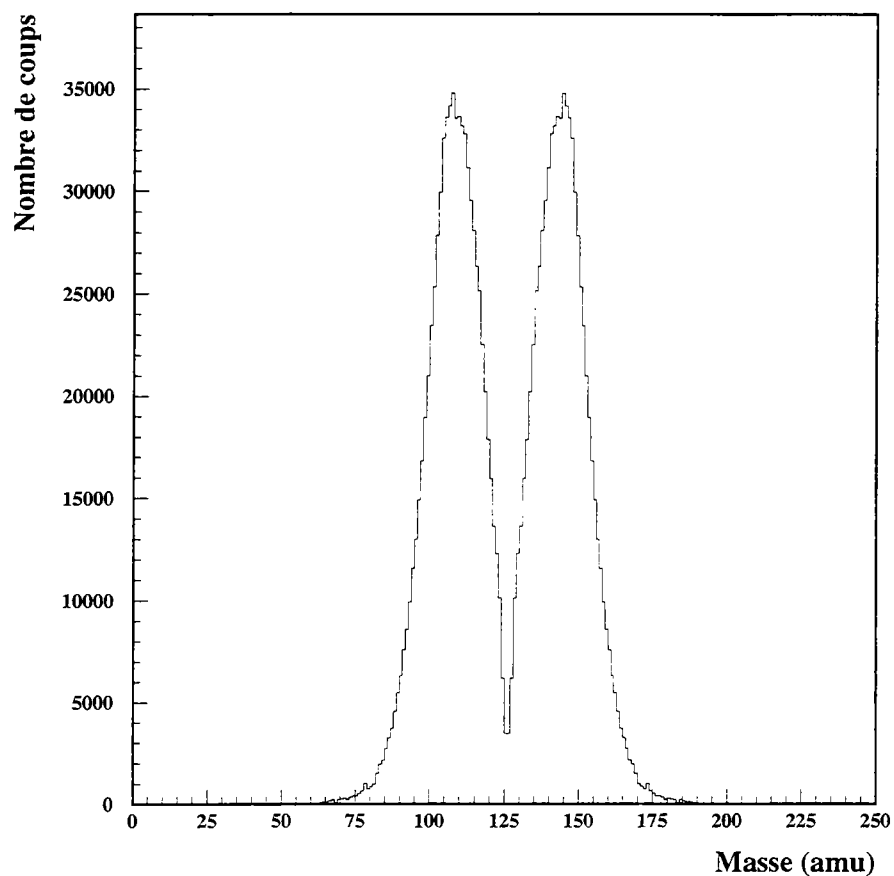


Figure II.15 - *Distribution en masse secondaire des fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  déterminée avec la distribution de neutrons présentée sur la figure III.8.*



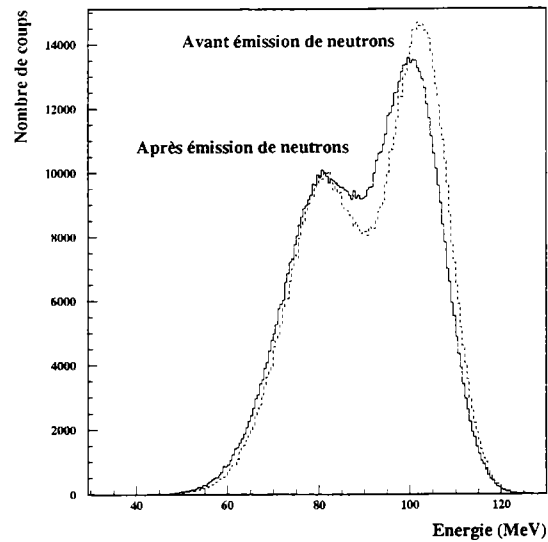


Figure II.16 - *Energies cinétiques des fragments de fission produits par la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  détectées par une cellule photovoltaïque. En pointillés : distribution avant émission de neutrons. En trait plein : distribution après émission de neutrons.*

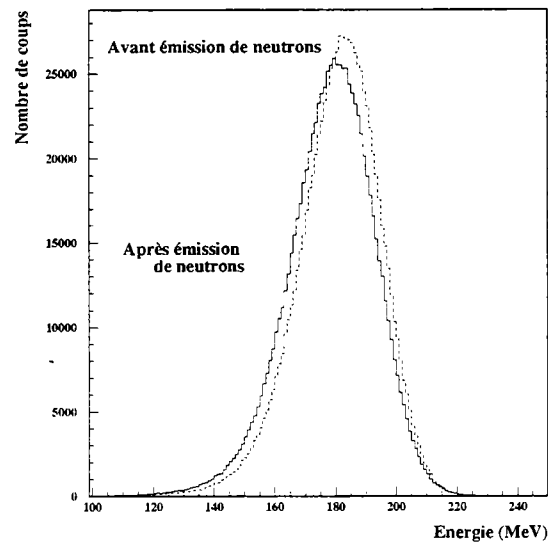


Figure II.17 - *Energies cinétiques totales des fragments de fission produits par la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . En pointillés : distribution avant émission de neutrons. En trait plein : distribution après émission de neutrons.*

que seule l'émission moyenne de neutrons est prise en compte dans le calcul. Le décalage vers les énergies inférieures est provoqué par la diminution de masse du fragment après émission de neutrons.

La largeur à mi-hauteur des énergies cinétiques totales obtenues à partir de la détection des énergies cinétiques par deux cellules photovoltaïques est de 12,7 MeV avant émission de neutrons et de 13,5 MeV après émission.

## II.4 SAPHIR dans EUROGAM II

La source de  $^{252}\text{Cf}$  était placée au centre d'EUROGAM et chacune des deux cellules de part et d'autre à 5 mm de la source, afin de détecter en coïncidence les 2 fragments de fission émis par la source (figures II.18,II.19).

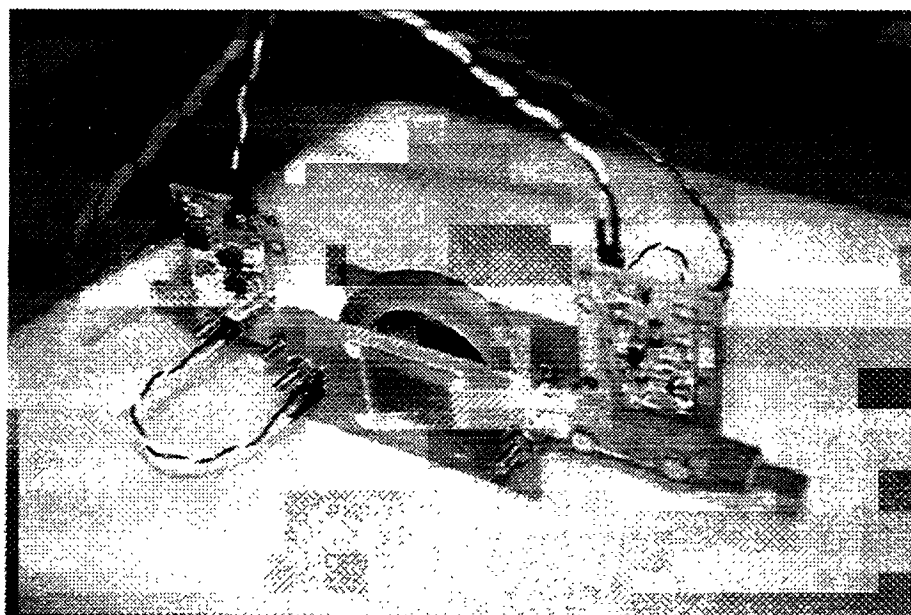


Figure II.18 - *Vue de SAPHIR : au centre, l'arceau constitue le support de la source mince et on distingue les deux plans de cellule à l'avant et à l'arrière de la source, avec leur préamplificateurs sur le côté.*

Cette distance a été choisie proche du centre d'EUROGAM (donc proche de la source), pour pouvoir détecter les rayonnements  $\gamma$  retardés issus des états isomériques des fragments. En effet, les détecteurs germanium d'EUROGAM II sont collimatés et placés de sorte à viser le centre du multidétecteur, et non à 5 mm de là. Des mesures d'efficacité des détecteurs d'EUROGAM en fonction de la distance par rapport au centre d'EUROGAM II ont donc été réalisées pendant l'expérience et servent de référence pour cette expérience. Elles sont présentées dans le paragraphe II.4.2.

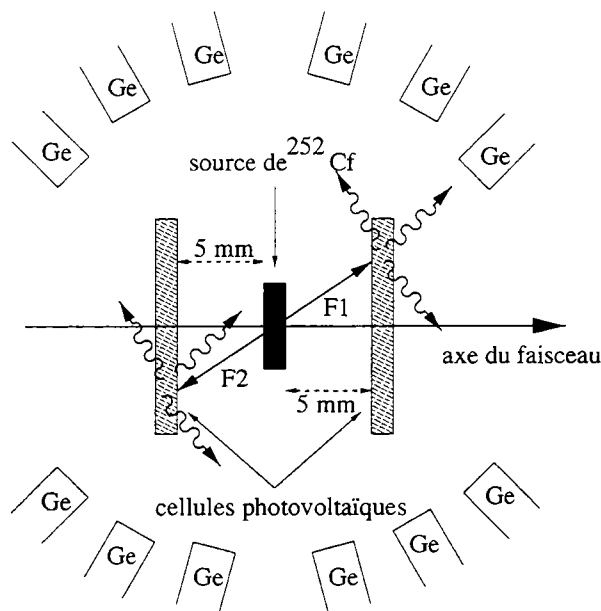


Figure II.19 - Schéma du dispositif expérimental: EUROGAM II est simplement symbolisé par quelques détecteurs germanium sans respecter l'échelle. Ces détecteurs sont en réalité à une vingtaine de centimètres de la source.

### II.4.1 Couplage électronique des deux détecteurs

Le problème qui se pose maintenant est de synchroniser les signaux provenant d'EUROGAM II et des cellules photovoltaïques. Les signaux produits par les préamplificateurs des cellules sont comparables à ceux délivrés par les détecteurs Ge d'EUROGAM II et sont déjà quasiment synchronisés en temps. De plus, l'électronique d'EUROGAM II offre la possibilité de travailler avec un trigger externe, dont le signal de sortie peut être réinséré dans le master trigger. Il a donc été décidé d'utiliser, pour le traitement des signaux des cellules, deux voies Ge libres d'EUROGAM II (figure II.20). La détection de deux fragments de fission dans SAPHIR va pouvoir conditionner ou non toute la chaîne de mesure de EUROGAM II.

Pour la voie énergie, nous avons utilisé un amplificateur externe ("AL ext" sur la figure II.20) spécifique. La sortie de ce module est ensuite directement renvoyée vers l'ADC 20 MeV de la carte VXI pour le codage du signal. Pour la voie temps, l'amplificateur et le CFD de la carte VXI ont été utilisés et la coïncidence des signaux rapides produits par le CFD des deux cellules a été réalisée par un trigger externe. Le signal de coïncidence obtenu à partir de ce trigger est ensuite ré-injecté dans la carte master trigger d'EUROGAM II. La condition de déclenchement est donc constituée par un fragment de fission détecté dans chacune des cellules. Aucune condition sur la multiplicité  $\gamma$  n'est requise et la suppression Compton est annulée pour les deux voies utilisées pour les deux cellules photovoltaïques. Les TAC des cartes VXI, qui ont le signal CFD pour start et le signal Fast Trigger pour

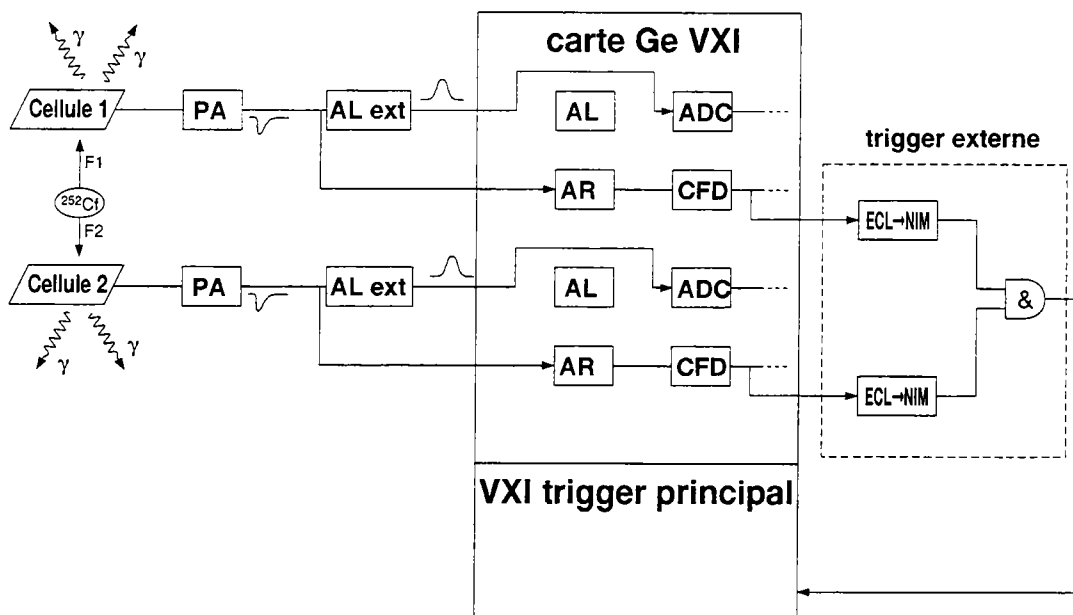


Figure II.20 - Schéma de l'électronique utilisée pour les cellules.

stop, mesurent le retard des rayonnements  $\gamma$  par rapport à la détection des fragments dans une fenêtre de 800 ns pour les détecteurs gros volume et de 500 ns pour les détecteurs trèfles. Ainsi, les rayonnements  $\gamma$  émis par les fragments lors de la désintégration  $\beta$  ne sont détectés que fortuitement.

## II.4.2 Caractéristiques du dispositif avec détecteur additionnel

### Nombre de transitions $\gamma$ mesurables avec EUROGAM II

Le nombre moyen de rayonnements  $\gamma$  (prompts et retardés) émis par un fragment de fission produit par la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  est d'environ 7 [40]. Ainsi, une multiplicité moyenne de 14 rayonnements  $\gamma$  est émise par les deux fragments de fission. L'efficacité photopique d'EUROGAM II s'élevant à 7,4 %, les 14 transitions émises par événement ne seront pas, en moyenne, toutes détectées. La probabilité de détecter exactement  $f$  transitions  $\gamma$  après suppression Compton parmi une cascade de multiplicité émise  $M$  s'écrit [41] :

$$P_N^f(M) = \frac{M!}{f!(M-f)!} N(N-1)(N-2)\dots(N-f+1)(\Omega\epsilon_p P_\gamma)^f (1 - N\Omega\epsilon_p)^{(M-f)} \quad (\text{II.6})$$

où  $N$  est le nombre de détecteurs, supposés identiques, constituant EUROGAM II,<sup>1</sup>  
 $\Omega$  est l'angle solide sous-tendu par un détecteur,

1. Le calcul effectué pour  $N_1$  détecteurs gros volume et  $N_2$  détecteurs trèfles conduit à un résultat très similaire pour de faibles multiplicités  $\gamma$  émises.

$\epsilon_p$  est l'efficacité photopic d'un détecteur,

$P_\gamma$  est la probabilité d'anti-empilement : sans empilements dans le détecteur,  $P_\gamma = 1$

Le terme  $\frac{M!}{f!(M-f)!} N(N-1)(N-2)\dots(N-f+1)(\Omega\epsilon_p P_\gamma)^f$  représente la probabilité de détecter  $f$  transitions parmi  $M$ , sans condition supplémentaire. Le terme  $(1 - N\Omega\epsilon_p)^{(M-f)}$  est la probabilité de ne pas détecter les  $(M-f)$  autres transitions possibles dans la cascade.

La probabilité de détecter  $f$  transitions  $\gamma$  parmi une cascade de multiplicité émise de 14 a été calculée en utilisant l'équation II.6, avec l'approximation  $P_\gamma = 1$ . En effet, la multiplicité émise est faible et les empilements dans les détecteurs sont négligeables. Le résultat du calcul est donné sur la figure II.21.

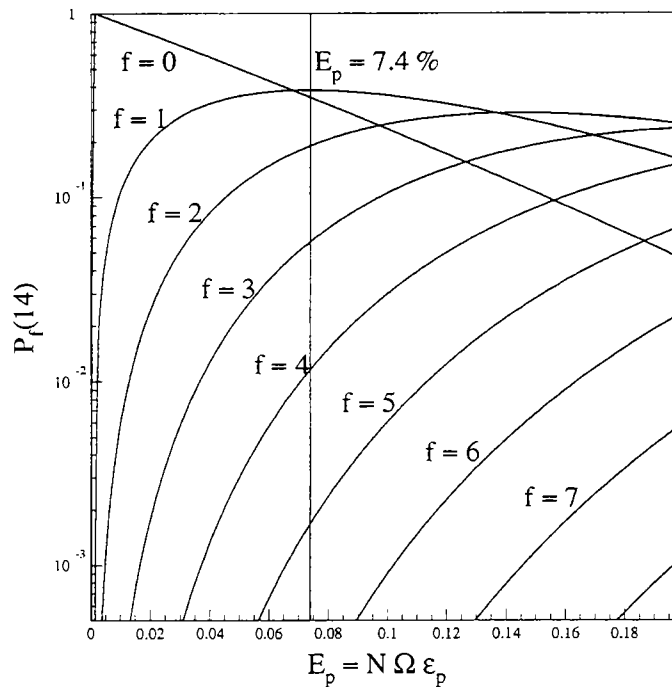


Figure II.21 - Probabilité de détecter  $f$  et uniquement  $f$  transitions  $\gamma$  après suppression Compton parmi une cascade de multiplicité 14 avec EUROGAM II en fonction de l'efficacité de détection  $E_p$ .

Pour une efficacité photopic égale à 7.4 % (efficacité d'EUROGAM II), les probabilités les plus fortes sont, dans l'ordre décroissant, de détecter, parmi les 14 rayonnements  $\gamma$  émis, 1 transition (38 %), 0 transition (35 %), 2 transitions (19 %) et 3 transitions (7 %). Ainsi, on s'attend à pouvoir exploiter au mieux les données recueillies en utilisant des coïncidences doubles  $\gamma - \gamma$ , la probabilité de détecter 3 transitions étant trop faible.

### Mesures d'efficacité d'EUROGAM II en fonction de la position de la source émettrice de rayonnements $\gamma$

Les transitions  $\gamma$  retardées sont émises par les fragments de fission alors qu'ils sont au repos dans les cellules photovoltaïques, ce qui présente un avantage et un (léger) inconvénient. L'avantage est qu'il n'y a aucun effet Doppler, et qu'aucune correction n'est nécessaire. L'inconvénient réside dans le fait que les cellules ne sont pas situées au centre géométrique d'EUROGAM II, et qu'ainsi, l'émission du rayonnement  $\gamma$  retardé a lieu à  $\pm 5$  mm du centre. Les détecteurs d'EUROGAM II sont collimatés de manière à viser son centre, et la détection du rayonnement  $\gamma$  retardé se fera avec une moins bonne efficacité. Nous avons mesuré l'évolution de l'efficacité d'EUROGAM II en fonction de la position d'une source de  $^{152}\text{Eu}$ . Une série de mesures pour différentes distances a été effectuée : une mesure de référence au centre d'EUROGAM II, puis tous les 5 mm en avant et en arrière du centre, jusqu'à une distance de 4 cm (figure II.22).

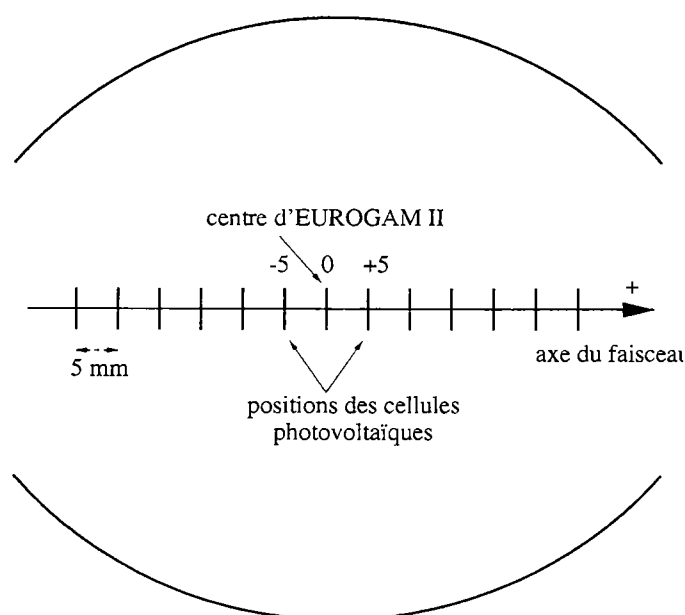


Figure II.22 - Positions de la source de  $^{152}\text{Eu}$  le long de l'axe du faisceau pour les mesures d'efficacités. EUROGAM est symbolisé par les arcs de cercles. Son centre est l'origine de l'axe et les distances sont comptées positivement dans le sens du faisceau.

La source de  $^{152}\text{Eu}$  émet plusieurs transitions  $\gamma$  d'énergies et d'intensités connues. Le rapport de l'intensité de chaque raie détectée par EUROGAM II et de l'intensité émise par la source pendant une durée donnée donne l'efficacité du multidétecteur pour l'énergie de la raie considérée. Les points obtenus sont ensuite ajustés par la fonction II.7 proposée par D. Radford [42] :

$$\log \epsilon_{eff} = \{(A + BX + CX^2)^{-G} + (D + EY + FY^2)^{-G}\}^{-1/G} \quad (\text{II.7})$$

avec :

$$X = \log(E_\gamma/100),$$

$$Y = \log(E_\gamma/1000),$$

A, B, ..., G sont des coefficients d'ajustement.

L'efficacité mesurée n'est que l'efficacité relative, car le système d'acquisition ne permet pas de mesurer son temps mort. Sur la figure II.23 sont reportées les différentes courbes d'efficacité relative correspondant à plusieurs distances en amont de la position du centre d'EUROGAM (distances négatives). Des courbes similaires ont été obtenues avec les distances positives.

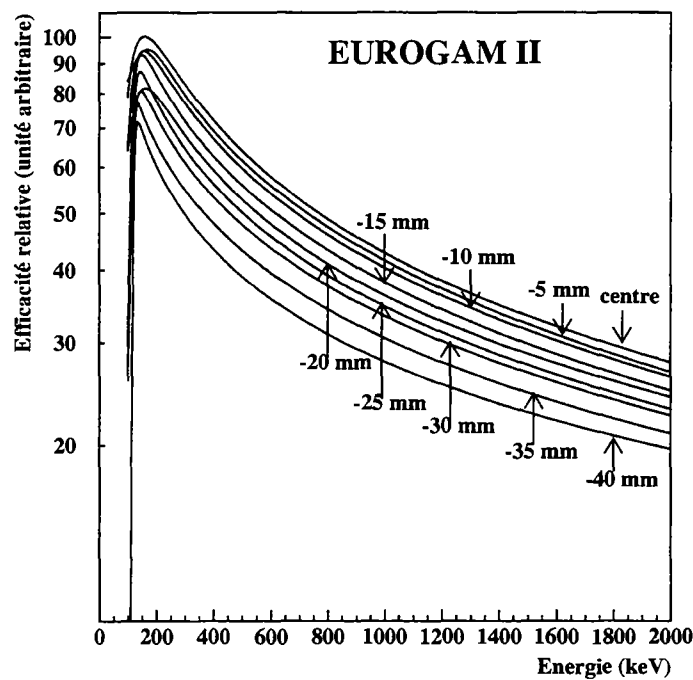


Figure II.23 - Courbes d'efficacité relative pour différentes distances de la source de  $^{152}\text{Eu}$  par rapport au centre d'EUROGAM II.

Sur la figure II.24 sont représentées les différentes pertes d'efficacité par rapport à l'efficacité obtenue avec la source de  $^{152}\text{Eu}$  au centre d'EUROGAM II.

Ces figures montrent que plus la source émettrice de rayonnements  $\gamma$  s'éloigne du centre d'EUROGAM II, plus l'efficacité de détection du multidétecteur est faible. La perte d'efficacité commence à devenir importante à partir de 20 mm du centre. A 5 mm, la perte est très faible, de l'ordre de 4% en moyenne, ce qui est tout à fait acceptable pour cette expérience. Une étude un peu plus raffinée de perte d'efficacité a été menée pour la distance de 5 mm, qui a été choisie pour l'expérience relatée dans ce mémoire.

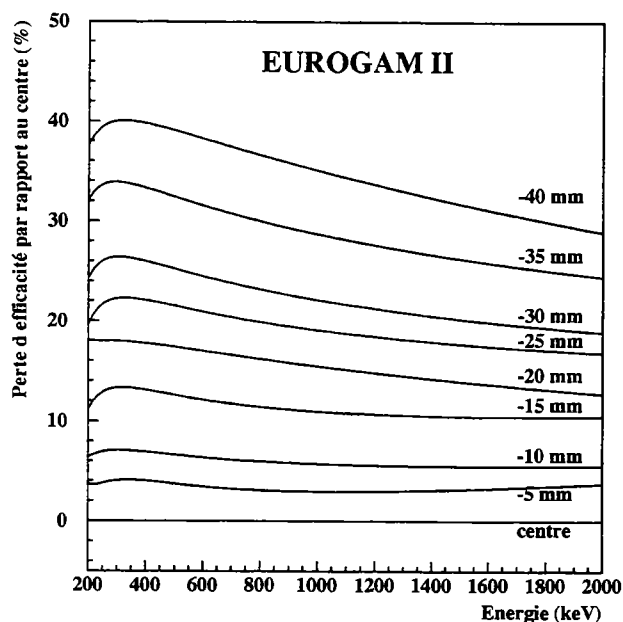


Figure II.24 - Pertes d'efficacité pour différentes distances par rapport à l'efficacité au centre d'EUROGAM II.

### Mesures d'efficacité d'EUROGAM II à 5 mm de son centre

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes II.2.4 et II.2.5, l'efficacité d'un détecteur gros volume est différente de celle d'un détecteur trèfle. De plus, ils sont positionnés sur des couronnes différentes : autour de 90 deg pour les détecteurs trèfles et sur deux calottes à l'avant et l'arrière pour les détecteurs gros volume. Ainsi l'influence du décalage de 5 mm de la source de rayonnements  $\gamma$  retardés ne sera pas la même suivant le type de détecteur pour des raisons de géométrie.

### Courbes d'efficacités pour les détecteurs gros volume :

Deux courbes d'efficacité ont été mesurées : l'une correspondant à la source de  $^{152}\text{Eu}$  au centre d'EUROGAM II, l'autre à une distance de 5 mm du centre. Cette dernière a été obtenue en sommant les spectres de  $^{152}\text{Eu}$  mesurés pour chaque détecteur gros volume appartenant aux couronnes avant et arrière situées à +22 deg et -22 deg mesurés pour des distances de -5 mm et +5 mm. La courbe d'efficacité correspondant au centre du multidétecteur a été obtenue de la même manière. Ces deux courbes ont ensuite été normalisées à une même durée de prise de données. Elles sont représentées sur la figure II.25.



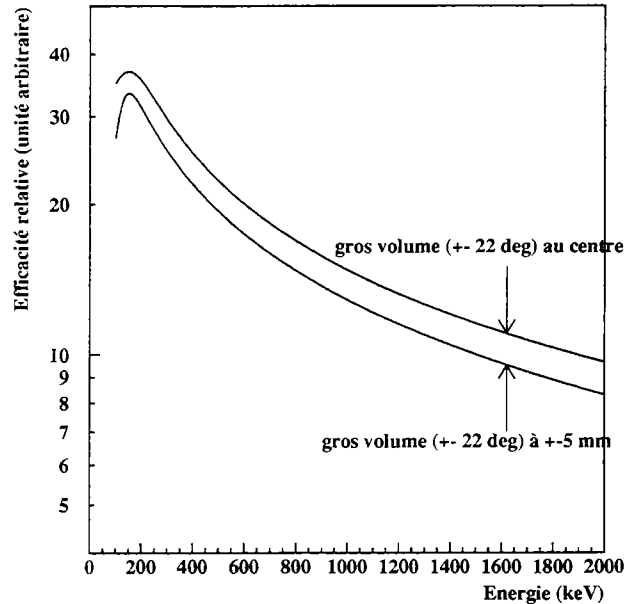


Figure II.25 - Courbes d'efficacité pour les détecteurs gros volume d'EUROGAM II pour deux positions différentes de la source : au centre du multidétecteur et à 5 mm.

Pour les détecteurs gros volume, la perte d'efficacité due à l'éloignement de la source à 5 mm est faible : environ 2%. En effet, ces détecteurs sont situés à des angles proches de l'axe du faisceau, et la quasi totalité des rayonnements  $\gamma$  sont émis dans leur cône de visée (voir figure II.27).

#### Courbes d'efficacité pour les détecteurs trèfles :

Comme précédemment, deux courbes ont été déterminées : au centre d'EUROGAM II et à 5 mm du centre. Ces courbes ont été obtenues en sommant les spectres mesurés pour chaque cristal constituant tous les détecteurs trèfles, en mode additionné. La normalisation sur la durée de comptage est la même que pour les détecteurs gros volume. La figure II.26 montre le résultat.

Pour les détecteurs trèfles, la perte d'efficacité est plus importante : environ 4%. Ces détecteurs étant situés à des angles proches de 90 deg, leur cône de visée n'englobe pas totalement les positions à +5 mm et -5 mm (voir figure II.27).

## II.5 Récapitulatif

L'étude de l'isomérisme nucléaire dans les fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  nécessite deux détecteurs : l'un pour les fragments de fission, l'autre

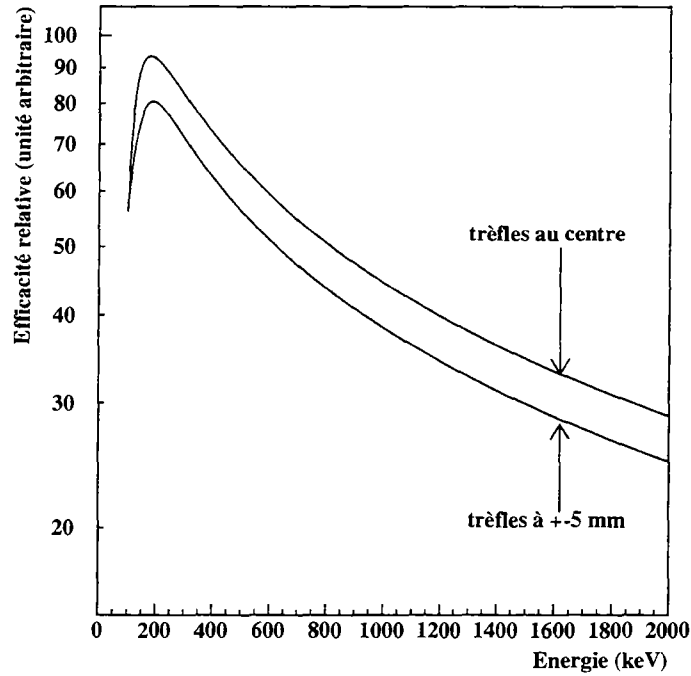


Figure II.26 - Courbes d'efficacité pour les détecteurs trèfles d'EUROGAM II pour deux positions différentes de la source : au centre du multidétecteur et à 5 mm.

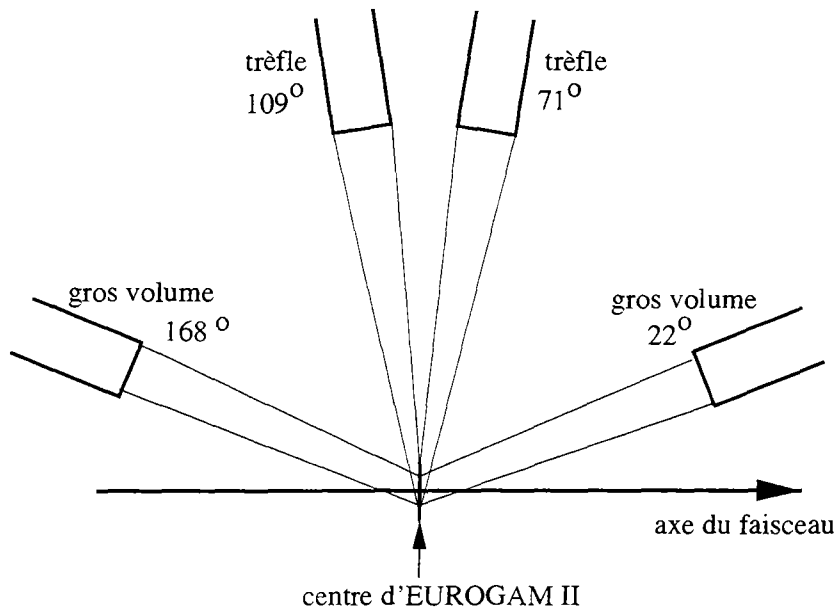


Figure II.27 - Schéma des cônes de visées pour des détecteurs gros volume et trèfles.

pour les rayonnements  $\gamma$  émis par ces derniers. Les transitions  $\gamma$  ont été mesurées par l'un des meilleurs multidétecteurs  $\gamma$  au monde, EUROGAM II.

La détection des fragments de fission a été réalisée par un détecteur de fragments de fission original : deux cellules photovoltaïques constituant SAPHIR phase 0. Les avantages des cellules solaires sont leur faible coût, leur grande durée de vie, leur facilité de découpe et leur grande transparence aux rayonnements  $\gamma$ . Les résolutions en énergie et en temps de ces cellules sont tout à fait correctes pour assurer une bonne détection des fragments de fission. De plus, la méthode d'estimation de la masse des fragments de fission à partir de la mesure de leurs énergies cinétiques s'applique de façon satisfaisante à ce type de détecteur.

Le couplage électronique d'EUROGAM II et de SAPHIR 0 a été réalisé, pour la première fois auprès du multidétecteur, par l'intermédiaire des voies électroniques VXI libres d'EUROGAM II, ce qui a conduit à une très bonne mesure de temps entre les fragments de fission et leur désexcitation  $\gamma$  isomérique.

L'optimisation de ce dispositif expérimental EUROGAM II + SAPHIR 0 a conduit à une bonne efficacité de détection  $\gamma$ . Ceci est prometteur pour l'utilisation de SAPHIR I, constitué de 32 cellules photovoltaïques, auprès d'autres multidétecteurs  $\gamma$  comme EUROBALL III ou EXOGAM.

---

## Chapitre III

# Traitement des données

L'avantage de cette expérience couplant deux cellules photovoltaïques et le multidétecteur  $\gamma$  EUROGAM II est le grand nombre de paramètres sur lequel on peut jouer : énergies cinétiques des fragments de fission, nombre et énergie des rayonnements  $\gamma$ , direction et temps d'émission des transitions  $\gamma$ . Cette multi-paramétrisation de l'expérience autorise un multi-conditionnement des données pour sélectionner un phénomène particulier. Dans ce chapitre seront décrits la mise en œuvre générale du traitement des données, puis le traitement spécifique des informations provenant des deux cellules photovoltaïques et des détecteurs  $\gamma$  pour mesurer des quantités spécifiques : durée de vie des états isomériques, élaboration de schémas de niveaux, calculs des masses des fragments et détermination des spins des états isomériques.

### III.1 Mise en œuvre

Au cours de l'expérience, les informations sont écrites sur cassettes exabyte. L'analyse de ces données a été réalisée en plusieurs étapes : calibration, compression, sélection. La figure III.1 donne une représentation de ces étapes.

La calibration en énergie des spectres  $\gamma$  a été effectuée à l'aide de sources de rayonnements  $\gamma$  connus :  $^{60}\text{Co}$  et  $^{152}\text{Eu}$  pour la gamme d'énergie de 0 à 4 MeV, et  $^{56}\text{Co}$  et  $\text{AmBe}(n,\gamma)$  pour la gamme de 0 à 20 MeV. La calibration en énergie des cellules photovoltaïques a été simplifiée, la source étalon pour les fragments de fission étant la source utilisée pour l'expérience ( $^{252}\text{Cf}$ ). La calibration de Schmitt (voir chapitre précédent) a été utilisée. La calibration des spectres temps  $\gamma$  et cellules a été effectuée à l'aide d'un générateur de signaux dont on modifiait le retard.

Après calibration, les données ont subi une compression. Les données compressées sont les données brutes calibrées en énergie et en temps auxquelles les événements inexploitablement sont retirés (par exemple, une seule cellule touchée, événements ne contenant que les deux énergies des fragments sans rayonnement  $\gamma$  détecté...). La compression permet un nettoyage des données brutes et ainsi une diminution du nombre de cassettes à traiter

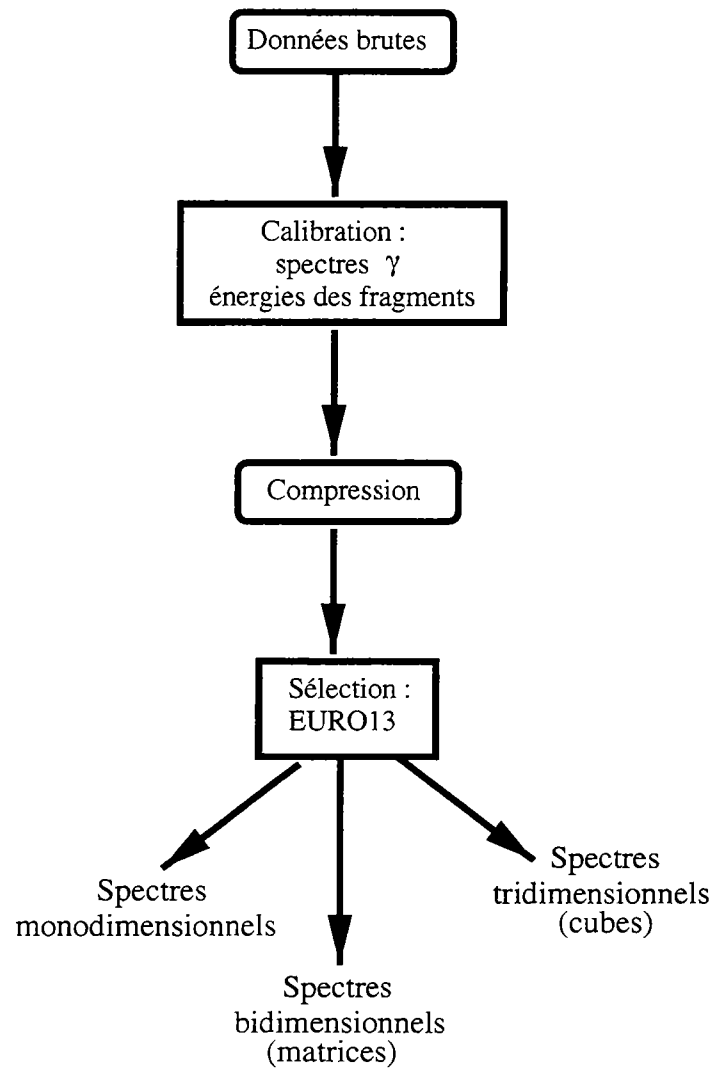


Figure III.1 - *Etapes de l'analyse.*

par la suite. Dans l'expérience relatée dans ce mémoire, la compression a réduit le nombre de cassettes de 7 cassettes brutes à 2,5 cassettes compressées.

Le tri des informations a ensuite été effectué à partir de ces données compressées par EURO13 [43]. Ce vaste programme permet à l'utilisateur de choisir les informations qu'il veut traiter, ainsi que leur représentation (sous forme de spectres simples ou à plusieurs dimensions).

Dans l'expérience qui a été menée auprès d'EUROGAM II, un événement est constitué de plusieurs paramètres :

$M_\gamma$	E cell 1	E cell 2	T cell	N° Ge	E 20 MeV	E 4 MeV	T	...
------------	----------	----------	--------	-------	----------	---------	---	-----

Tableau III.1 - Structure d'un événement écrit en données compressées.

avec  $M_\gamma$  : nombre de rayonnements  $\gamma$  détectés dans l'événement

E cell 1 et E cell 2 : énergies des fragments de fission détectés dans les cellules 1 et 2

T cell : différence de temps entre les deux cellules

N° Ge : numéro du détecteur ayant détecté un rayonnement  $\gamma$

E 20 MeV et E 4 MeV : énergies du rayonnement  $\gamma$  détecté sur la gamme 20 MeV et sur la gamme 4 MeV

T : temps entre l'émission du rayonnement  $\gamma$  et T cell

... : si un deuxième rayonnement  $\gamma$  est détecté dans l'événement, alors ses paramètres N° Ge, E 20 MeV, E 4 MeV et T sont écrits à la suite.

Ces paramètres multiples permettent la construction de spectres conditionnés dont des exemples suivent.

## III.2 Statistique de l'expérience

Les cassettes compressées ne sont constituées que par de bons événements, c'est-à-dire deux cellules touchées (donc deux fragments de fission) et au moins un rayonnement  $\gamma$ . Le nombre d'événements recueillis en fonction du nombre de rayonnements  $\gamma$  détectés est donné dans le tableau III.2. La statistique retardée correspond à au moins un rayonnement  $\gamma$  retardé d'au moins 50 ns présent dans les événements.

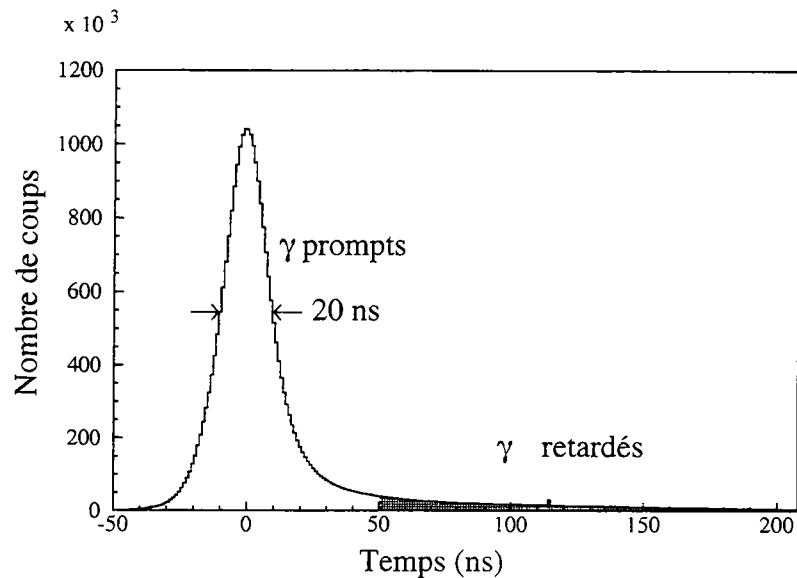
Le nombre d'événements retardés de multiplicité 3 est faible et ne permettra pas une analyse de ces événements triples. En revanche, le traitement des événements retardés de multiplicité 2 est possible. Ce résultat était prévu par le calcul des probabilités de détection du chapitre II (voir figure II.21).

Multiplicité $\gamma$ détectée	Statistique retardée	Statistique prompte
1	$61 \cdot 10^6$	$146 \cdot 10^6$
2	$6 \cdot 10^6$	$111 \cdot 10^6$
3	$5 \cdot 10^5$	$57 \cdot 10^6$
4	$4 \cdot 10^4$	$23 \cdot 10^6$

Tableau III.2 - *Statistique de l'expérience.*

### III.3 Sélection en temps

Rappelons que le but de cette expérience est la recherche d'états isomériques dont la signature est l'émission de rayonnements  $\gamma$  retardés. La mesure de ce retard est capitale pour pouvoir bien différencier les événements retardés des événements prompts. La figure III.2 représente un spectre monodimensionnel : temps entre la fission et la détection de rayonnements  $\gamma$ .

Figure III.2 - *Distribution du retard des rayonnements  $\gamma$  détectés.*

La partie non grisée correspond à la distribution des rayonnements  $\gamma$  prompts dont la largeur à mi-hauteur est de 20 ns. Les rayonnements  $\gamma$  retardés s'étendent à droite de la partie prompte en une queue exponentielle (partie grisée). La proportion de rayonnements  $\gamma$  retardés d'au moins 50 ns est d'environ 10 % du total de transitions détectées. En faisant une coupure, il est aisé de séparer les rayonnements  $\gamma$  prompts des retardés. Lors de l'analyse, la coupure a été effectuée à 50 ns à droite du pic prompt, pour s'affranchir de tout rayonnement  $\gamma$  contaminant prompt.

La force de cette sélection en temps est particulièrement visible sur les spectres d'énergie des rayonnements  $\gamma$ . La figure III.3 représente le spectre d'énergie  $\gamma$  total (événements prompts et retardés ensemble) et deux spectres conditionnés par deux coupures en temps, 50 ns et 500 ns.

Le spectre du haut, non conditionné, présente une multitude de pics correspondant à des rayonnements  $\gamma$  d'énergie donnée, plus ou moins bien résolus, avec un bruit de fond très important. Les rayonnements  $\gamma$  prompts sont émis par les fragments de fission alors qu'ils sont en vol, et les pics leur correspondant sont élargis par l'effet Doppler (voir chapitre précédent). Les transitions  $\gamma$  retardées, quant à elles, sont émises alors que le fragment émetteur est au repos dans une cellule photovoltaïque, et ne subissent pas l'effet Doppler. Les pics leur correspondant sur le spectre ne sont donc pas élargis. La sélection des rayonnements  $\gamma$  retardés de plus de 50 ns est représentée sur le spectre du milieu. On s'affranchit de toute la partie des rayonnements prompts, pour obtenir les transitions retardées. Le bruit de fond est considérablement diminué, et on voit nettement apparaître les pics fins correspondant aux rayonnements  $\gamma$  retardés. Sur le spectre du bas, seuls sont représentés les rayonnements  $\gamma$  retardés de plus de 500 ns. Seules les longues durées de vie sont conservées. Le nombre de coups dans le spectre chute d'un facteur 40 par rapport à celui sans condition, et le bruit de fond devient quasi inexistant. Aucune soustraction de fond n'a été réalisée.

La faible statistique de ce dernier spectre ne permet pas de l'exploiter en multiplicité  $\gamma$  détectée de 2, sous forme de matrice énergie  $\gamma$  retardé - énergie  $\gamma$  retardé. En revanche, sa statistique est suffisante pour qu'un traitement sous forme de matrice énergie  $\gamma$  retardé - masse du fragment soit possible. Dans ce cas, les événements  $\gamma$  de multiplicité détectée 1 suffisent. Le paragraphe III.9 discute de cette possibilité.

La coupure en temps à 50 ns permet de préserver une bonne statistique pour les événements de multiplicité détectée 2. De plus, cette coupure permet la mesure de périodes sur un grand intervalle de temps (plus grand qu'avec la coupure à 500 ns), Cette coupure à 50 ns a donc été choisie pour analyser les rayonnements  $\gamma$  retardés.

### Remarque sur les rayonnements $\gamma$ prompts

Ces rayonnements, émis alors que le fragment émetteur est en vol, subissent l'effet Doppler, et les pics leur correspondant sont élargis. La correction de cet effet utilise la relation II.4 du chapitre précédent :

$$E_{\gamma}(\theta) = E_0(1 + \beta \cos \theta) \quad (\text{III.1})$$

La connaissance précise de l'angle d'émission  $\theta$  du rayonnement  $\gamma$  par rapport à la direction de vol du fragment émetteur est fondamentale pour la correction Doppler. Or, dans le dispositif expérimental utilisé pour cette expérience, les cellules photovoltaïques étaient placées à 5 mm de la source de  $^{252}\text{Cf}$ . ce qui conduit à un demi-angle d'ouverture



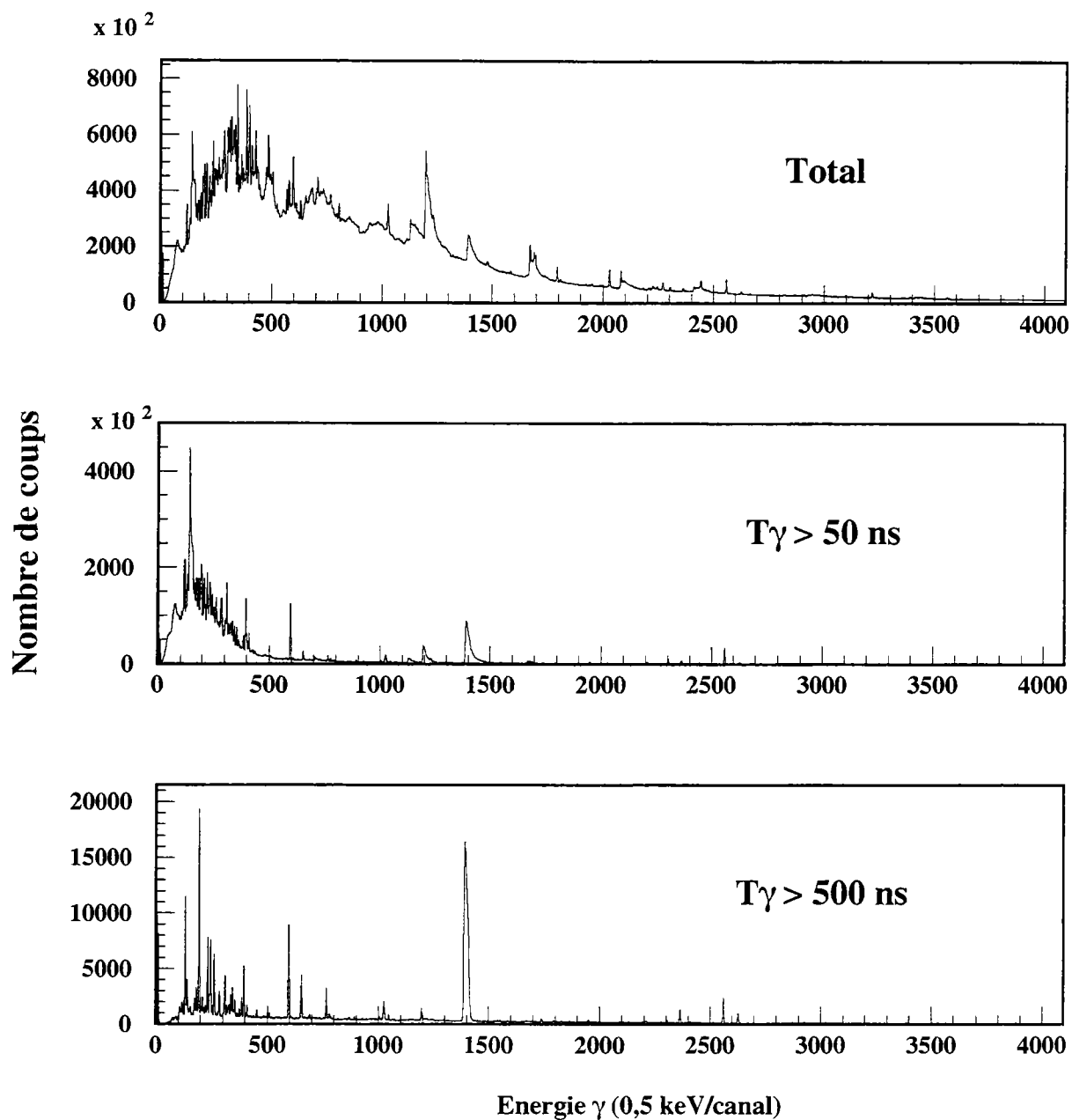


Figure III.3 - Energies des rayonnements  $\gamma$  détectés sans aucune condition et avec conditions en temps ( $> 50$  ns et  $> 500$  ns), sans soustraction de fond.

des cellules de 50 deg, amenant une erreur importante sur la détermination de l'angle  $\theta$ . Rappelons que cette distance de 5 mm a été volontairement choisie pour préserver l'efficacité de détection d'EUROGAM II pour les rayonnements  $\gamma$  retardés (voir chapitre II). Ainsi, aucune correction Doppler de qualité n'est réalisable pour les rayonnements  $\gamma$  prompts.

### III.4 Mesure de durées de vie

La durée de vie d'un état nucléaire se désexcitant par rayonnement  $\gamma$  est déterminée par la mesure de l'activité de ce rayonnement. En effet, cette activité obéit à la loi exponentielle de désintégration radioactive :

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{III.2})$$

avec

$A(t)$  : activité

$A_0$  : activité à l'instant  $t = 0$

$\lambda$  : constante de désintégration,  $\lambda = \frac{\ln 2}{\tau}$ ,  $\tau$  est la demi-vie de l'état nucléaire qui se désexcite.

En échelle logarithmique, l'activité  $A(t)$  a un comportement linéaire avec le temps  $t$ , et la période est extraite à partir de la mesure de la pente de l'activité.

La variation de l'activité d'un rayonnement  $\gamma$  de désexcitation est tout simplement la variation de l'intensité de ce rayonnement au cours du temps. Cette variation est extraite du flot de données par la construction d'une matrice énergie  $\gamma$  - temps après la fission. La figure III.4 représente une matrice dans laquelle on a rangé les énergies des rayonnements  $\gamma$  en fonction de leur temps d'émission après la fission.

L'intensité de certaines transitions  $\gamma$  "s'étire" au cours du temps : ce sont les rayonnements  $\gamma$  retardés. Grâce à la construction de cette matrice, il est aisé de sélectionner une énergie de transition  $\gamma$  et de la projeter en fonction du temps. Par ce moyen, on observe l'intensité d'une transition  $\gamma$  au cours du temps. Pour les transitions pour lesquelles le bruit de fond est important, une soustraction de fond est pratiquée. Quand l'intensité du rayonnement  $\gamma$  est faible, la projection est réalisée en contractant les canaux sur l'axe des temps. La figure III.5 représente la mesure de la demi-vie de la transition  $\gamma$  d'énergie 1279 keV du  $^{134}\text{Te}$ . A été obtenue une valeur de  $160 \pm 3$  ns. La valeur de référence mesurée par d'autres techniques est de  $165 \pm 3$  ns [44], qui est en accord avec notre résultat.

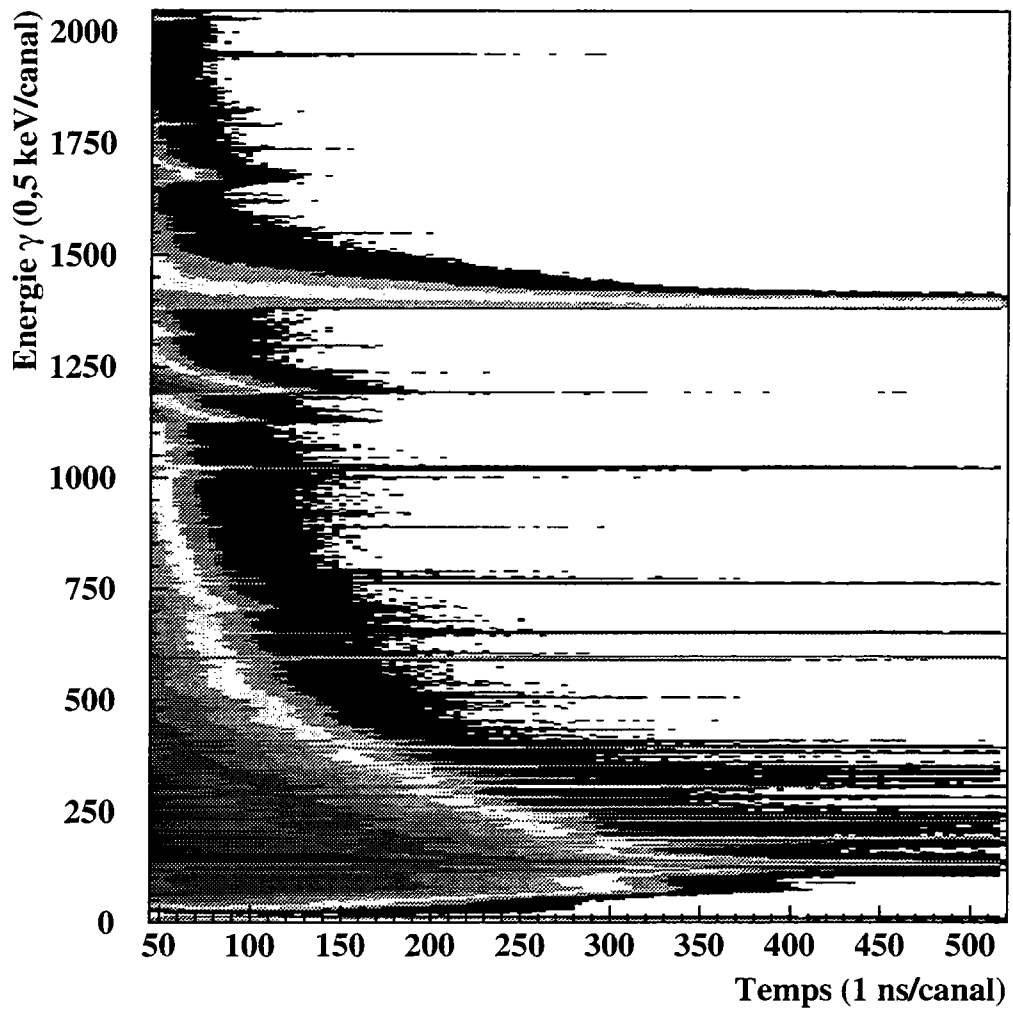


Figure III.4 - *Matrice énergie  $\gamma$  - temps.*

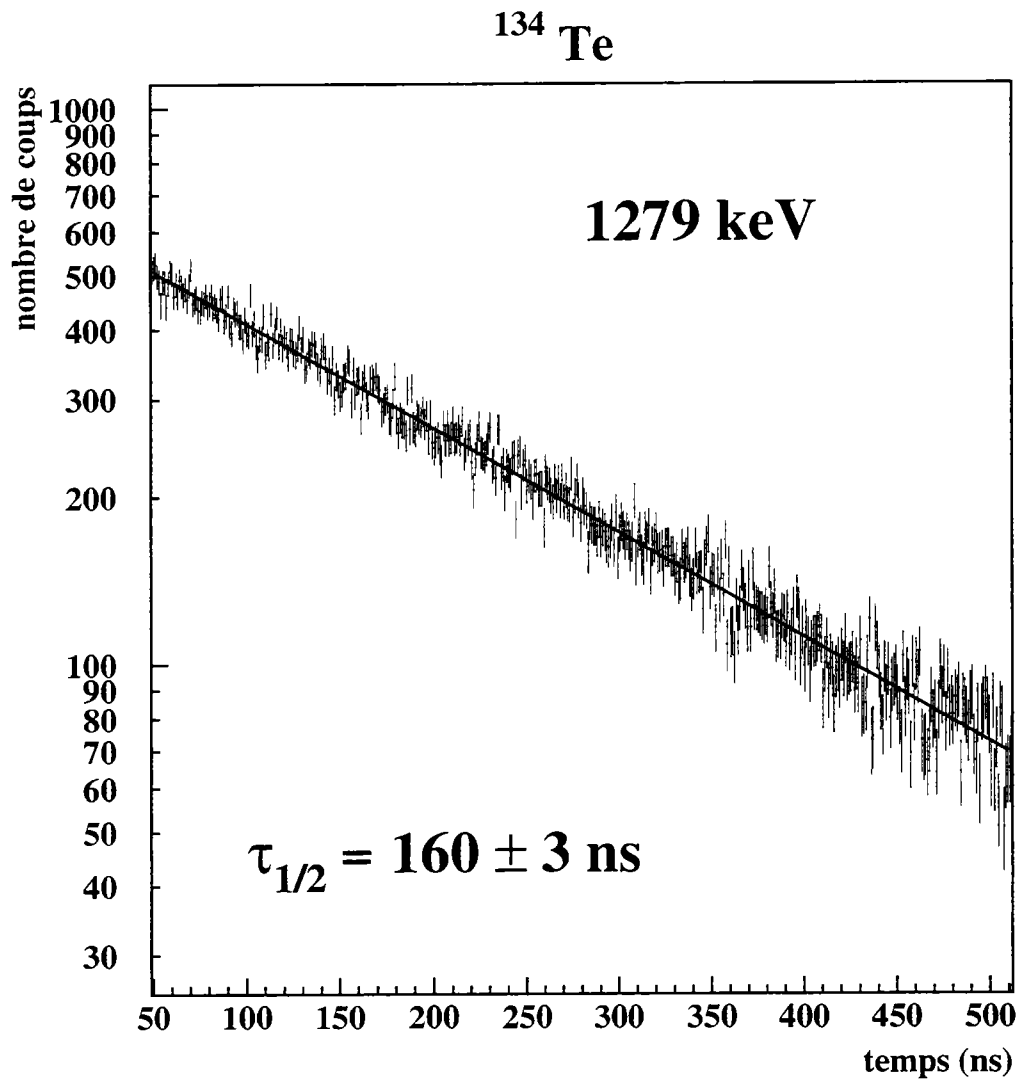


Figure III.5 - Mesure de la période de la transition  $\gamma$  d'énergie 1279 keV du  $^{134}\text{Te}$ .

### III.5 Masses des fragments de fission

Les masses des fragments de fission détectés par les cellules photovoltaïques sont estimées à partir de la mesure de leurs énergies cinétiques. Il s'agit de la méthode dite de "double coïncidence", exposée dans ce paragraphe.

#### III.5.1 Principe de la méthode

La mesure de l'énergie cinétique des fragments de fission permet d'obtenir leur masse, par application de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement. En effet, dans le cas de la fission spontanée en deux fragments sans émission de neutrons, ces lois s'écrivent :

$$m_1 + m_2 = m_0 = 252 \text{ uma} \quad (\text{III.3})$$

$$m_1 v_1 = m_2 v_2 \quad (\text{III.4})$$

$m_1$  et  $v_1$  sont la masse et la vitesse du fragment 1

$m_2$  et  $v_2$  sont la masse et la vitesse du fragment 2

$m_0$  est la masse du  $^{252}\text{Cf}$

A partir de ces équations, on obtient les masses des fragments avant évaporation de neutrons en fonction des énergies cinétiques des fragments avant émission de neutrons :

$$m_1 E_1 = m_2 E_2 \quad (\text{III.5})$$

$$m_1 = m_0 \frac{E_2}{E_1 + E_2} \quad (\text{III.6})$$

$$m_2 = m_0 - m_1 \quad (\text{III.7})$$

Les énergies cinétiques  $E_1$  et  $E_2$  de chaque fragment sont mesurées expérimentalement par chacune des cellules photovoltaïques.

Or, l'énergie détectée est l'énergie cinétique du fragment après émission de neutrons. Il faut donc relier les énergies cinétiques avant émission de neutrons à celles après émission de neutrons. L'énergie cinétique d'un fragment après émission de neutrons  $E_n$  s'exprime en fonction de sa vitesse  $v_n$  et de sa masse  $m_n$  :

$$E_n = \frac{1}{2} m_n v_n^2 \quad (\text{III.8})$$

Or, la vitesse d'un fragment de fission après émission de neutrons est sensiblement égale à sa vitesse avant évaporation de neutrons et l'approximation suivante sera faite :

$$v_n = v \quad (\text{III.9})$$

La masse d'un fragment de fission après évaporation est obtenue en retranchant le nombre moyen de neutrons émis par ce fragment. Ce nombre est obtenu en utilisant une distribution de neutrons mesurée expérimentalement.

Ainsi, il est possible d'exprimer simplement l'énergie cinétique d'un des deux fragments de fission avant émission de neutrons en fonction de son énergie cinétique après émission de neutrons :

$$E_1 = E_{1n} \frac{m_1}{m_{1n}} \quad (\text{III.10})$$

$$E_2 = E_{2n} \frac{m_2}{m_{2n}} \quad (\text{III.11})$$

La boucle est bouclée : en ré-injectant dans l'équation III.7 les valeurs des énergies cinétiques avant émission de neutrons nouvellement calculées dans les équations ci-dessus, on recalcule les masses avant et après émission de neutrons, et ainsi de suite. Nous avons choisi notre critère de convergence comme une différence de masses après émission de neutrons entre deux itérations successives inférieure à 0,1 uma.

Cette méthode repose sur la bonne mesure des énergies cinétiques des fragments de fission par deux cellules photovoltaïques détectant chacune un des deux fragments produits par fission. Or, elles présentent un défaut bien connu : le défaut de hauteur d'impulsion dépendant de la masse de l'ion détecté. La prise en compte de cet effet est développé dans le paragraphe suivant.

### III.5.2 Calibration de Schmitt

De façon générale, la hauteur d'impulsion délivrée par des détecteurs semi-conducteurs détectant un ion lourd n'est pas proportionnelle à l'énergie initiale de l'ion. La hauteur d'impulsion observée pour des ions lourds est plus faible que pour des ions légers de même énergie. Ce défaut est défini comme la différence entre l'énergie vraie de l'ion lourd et son énergie apparente, mesurée à l'aide d'une calibration en énergie déterminée à partir de particules  $\alpha$ . L'ordre de grandeur de ce défaut est d'environ 10 MeV pour un fragment de fission d'énergie 80 MeV [45].

Plusieurs phénomènes contribuent à ce défaut de hauteur d'impulsion : perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée du détecteur, qui est plus forte pour les ions lourds, tendance pour les ions lourds à perdre de l'énergie par des collisions nucléaires, ce qui diminue la production de paires électron-trou créées lors de l'ionisation de l'élément semi-conducteur, et enfin, important taux de recombinaison électron-trou à la fin de la trajectoire de l'ion dans le semi-conducteur [45].

Pour tenir compte du défaut de hauteur d'impulsion dépendant de la masse de l'ion détecté, Schmitt et collaborateurs [46] ont déterminé en 1965, une méthode de calibration

en énergie  $E$  des barrières de surface en silicium dépendant de la hauteur de l'impulsion mesurée  $x$  et de la masse  $M$  de l'ion :

$$E(x, M) = (a + a'M)x + b + b'M \quad (\text{III.12})$$

$$(\text{III.13})$$

Le calcul des constantes  $a$ ,  $a'$ ,  $b$  et  $b'$  a été réalisé en mesurant la hauteur d'impulsion des fragments de fission produits dans la fission spontanée d'une source de  $^{252}\text{Cf}$  et d'ions  $^{80}\text{Br}$  et  $^{127}\text{I}$  d'énergies variant de 30 à 120 MeV. Le spectre de  $^{252}\text{Cf}$  sert à déterminer les deux hauteurs d'impulsion PL et PH définies dans le paragraphe II.3.3.1. Les énergies des ions de brome et d'iode sont déterminées pour ces deux hauteurs d'impulsion (voir figure III.6).

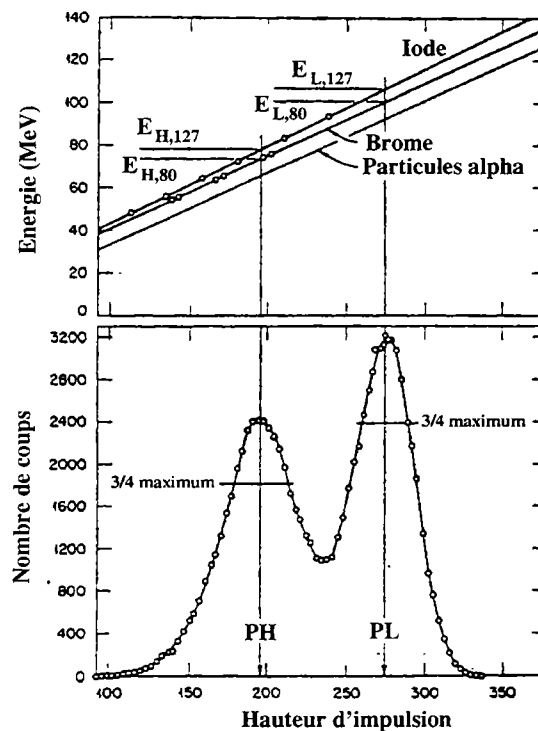


Figure III.6 - Calibration en énergie d'une barrière de surface pour des ions lourds et des fragments de fission [46].

On obtient quatre équations dont les quatre inconnues sont  $a$ ,  $a'$ ,  $b$  et  $b'$  :

$$E(l, Br) = (a + a'M_{Br})P_L + b + b'M_{Br} \quad (\text{III.14})$$

$$E(L, Br) = (a + a'M_{Br})P_H + b + b'M_{Br} \quad (\text{III.15})$$

$$E(l, I) = (a + a'M_I)P_L + b + b'M_I \quad (\text{III.16})$$

$$E(L, I) = (a + a'M_I)P_H + b + b'M_I \quad (\text{III.17})$$

La résolution de ces équations donne, pour une barrière de surface :

$$a = \frac{a_0}{P_L - P_H} \quad (\text{III.18})$$

$$a' = \frac{a'_0}{P_L - P_H} \quad (\text{III.19})$$

$$b = b_0 - aP_L \quad (\text{III.20})$$

$$b' = b'_0 - a'P_L \quad (\text{III.21})$$

Les valeurs de  $a_0$ ,  $a'_0$ ,  $b_0$  et  $b'_0$  ont été recalculées en 1986 par Weissenberger et collaborateurs [47] :

$$a_0 = 24,300 \quad \text{MeV} \quad (\text{III.22})$$

$$a'_0 = 0,0283 \quad \text{MeV/uma} \quad (\text{III.23})$$

$$b_0 = 90,397 \quad \text{MeV} \quad (\text{III.24})$$

$$b'_0 = 0,1150 \quad \text{MeV/uma} \quad (\text{III.25})$$

$$(\text{III.26})$$

Le défaut de hauteur d'impulsion a lieu aussi dans les cellules photovoltaïques, où il a été observé, mais non quantifié [32]. La calibration de Schmitt, déterminée pour des barrières de surface en silicium, est utilisée pour les cellules photovoltaïques, qui, elles aussi sont constituées de silicium.

### III.5.3 Récapitulatif du processus itératif

Les étapes du processus itératif sont répertoriées sur l'organigramme de la figure III.7

En général, 3 à 4 itérations suffisent pour aboutir à la convergence. Cette méthode conduit à la détermination des masses des fragments avant et après émission de neutrons, ainsi qu'à celle des énergies cinétiques avant et après émission de neutrons.

### III.5.4 Masses et énergies des fragments de fission produits dans la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$

Le calcul itératif précédent dépend fortement de la distribution de neutrons émis par les fragments de fission. Cette distribution a été mesurée expérimentalement par plu-



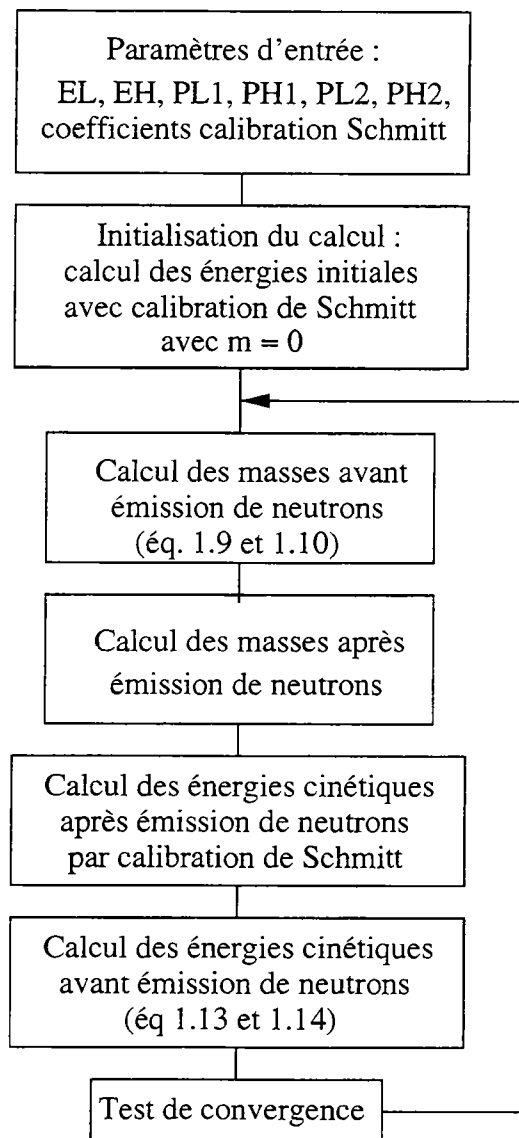


Figure III.7 - Organigramme du processus itératif utilisé pour le calcul des masses des fragments de fission.

siieurs auteurs, dont on peut citer *C. Signarbieux et collaborateurs*, *C. Budz-Jorgensen et collaborateur* et *I. Düring et collaborateurs* [48, 49, 50]. La distribution de *I. Düring et collaborateurs* [50] est représentée sur la figure III.8.

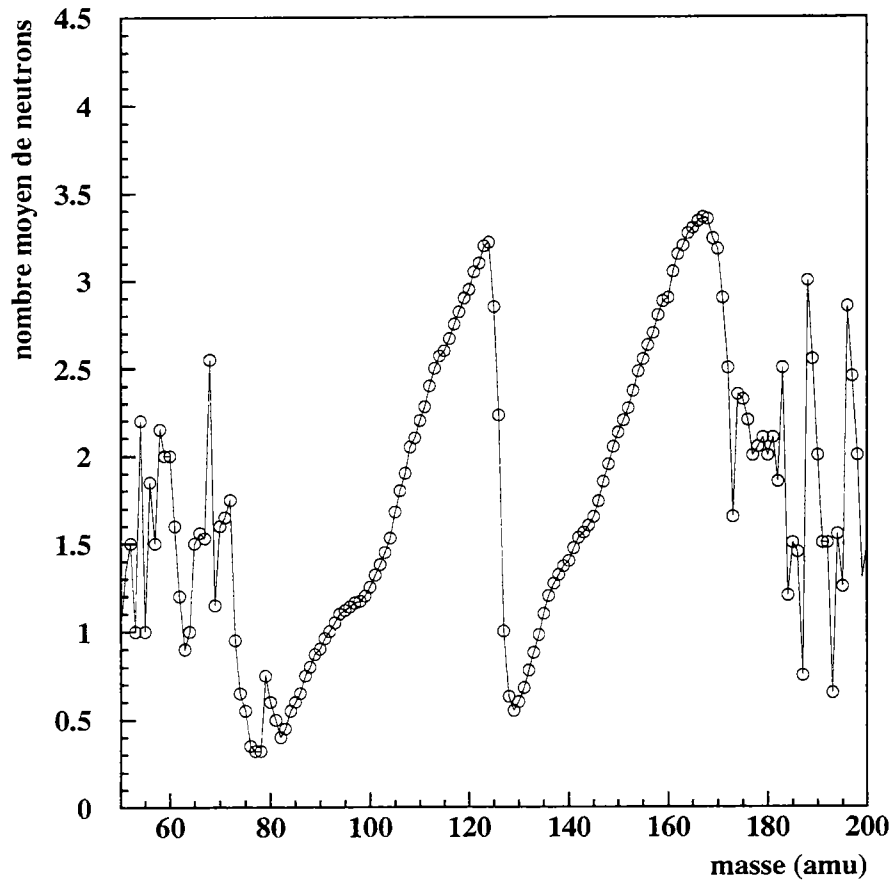


Figure III.8 - Nombre de neutrons moyen émis par les fragments de fission dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  en fonction de la masse du fragment.

L'avantage des mesures de [50] est qu'elles couvrent une plus grande plage de masses des fragments, celles de [49] étant réalisées de la masse 87 uma à la masse 165 uma.

La figure III.9 représente la distribution de masse des fragments de fission après évaporation de neutrons, en utilisant la distribution de neutrons mesurée par [50].

La résolution est moins bonne que sur la distribution de masse obtenue lors des tests préliminaires à l'expérience auprès d'EUROGAM II. En effet, les cellules étaient placées à 5 mm de part et d'autre de la source conduisant à une ouverture angulaire des cellules photovoltaïques d'environ 100 deg. La perte d'énergie d'un même fragment de fission

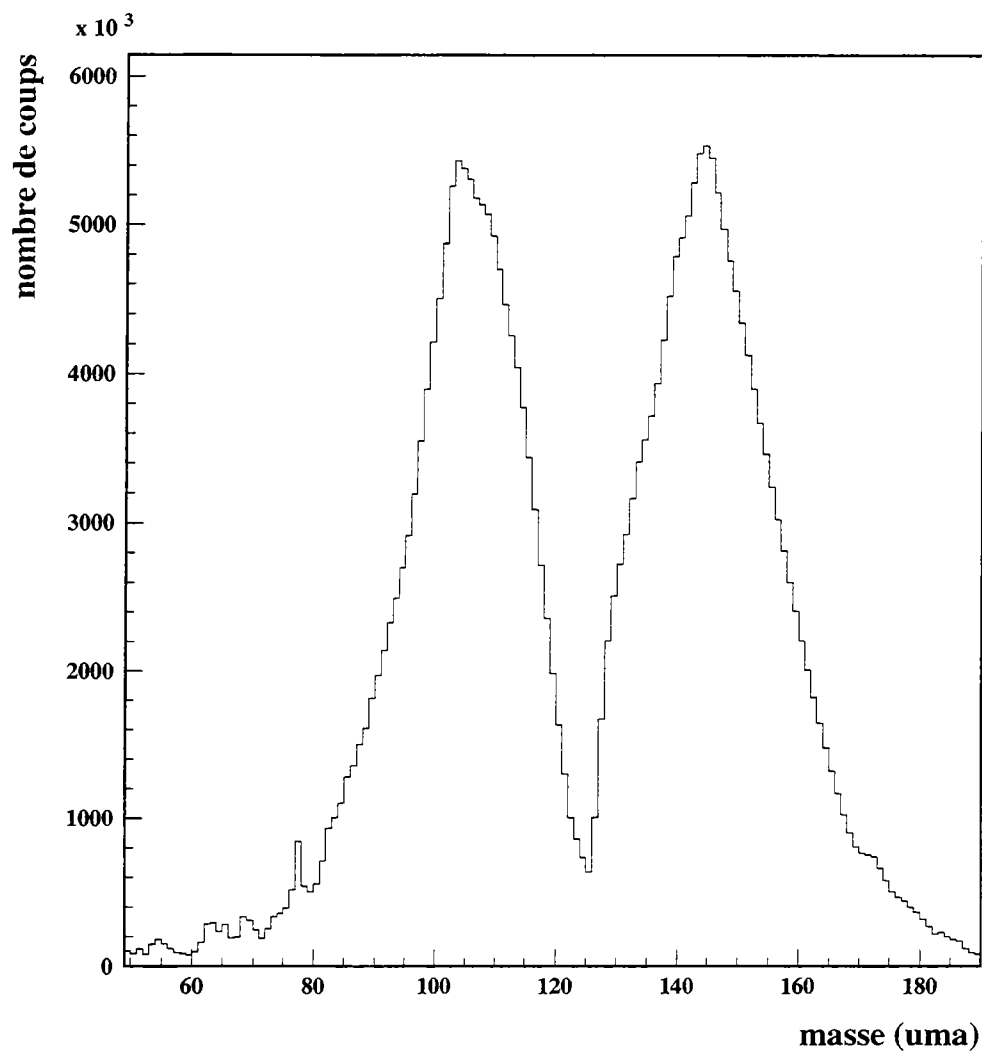


Figure III.9 - *Distribution de masse des fragments de fission obtenue dans l'expérience auprès d'EUROGAM II.*

dans la source de  $^{252}\text{Cf}$  est plus importante quand il est émis avec un grand angle par rapport à la normale à la cellule, ce qui conduit à une diminution importante de la résolution.

Le problème qui se pose maintenant est de déterminer la masse du fragment émetteur de rayonnements  $\gamma$  particuliers. Une méthode consiste à conditionner la distribution de masses totale précédente par l'énergie d'une transition  $\gamma$  donnée. Pour ce faire, une matrice énergie  $\gamma$  retardé - masse des fragments est construite, dans laquelle sont rangées, événement par événement, les énergies des rayonnements  $\gamma$  retardés en fonction de la masse des fragments produits dans chaque événement. La figure III.10 représente cette matrice.

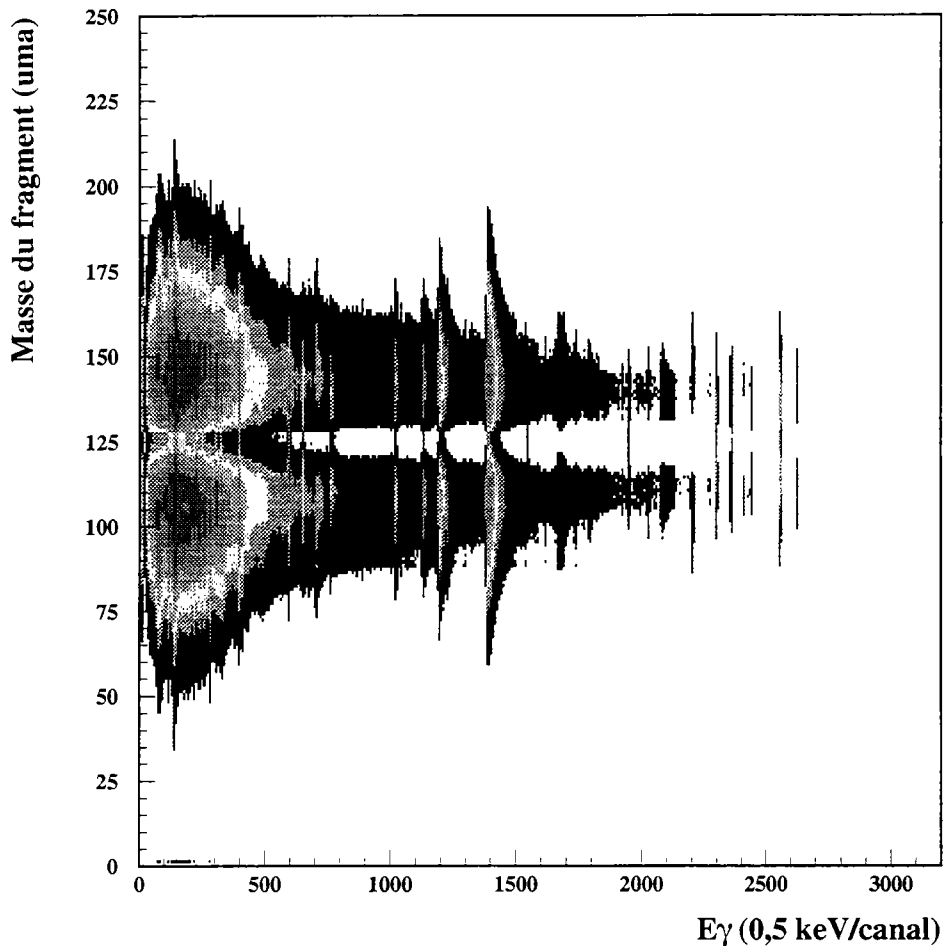


Figure III.10 - Exemple de matrice énergie  $\gamma$  retardé - masse des fragments.

La sélection, sur un axe de la matrice, de l'énergie d'une transition  $\gamma$  donnée et sa

projection sur l'axe des masses donne la distribution de masse en coïncidence avec cette transition. La figure III.11 représente un spectre de masse du fragment conditionné par l'énergie 1279 keV de la transition  $\gamma 2^+ \rightarrow 0^+$ , comparé à la distribution de masse totale.

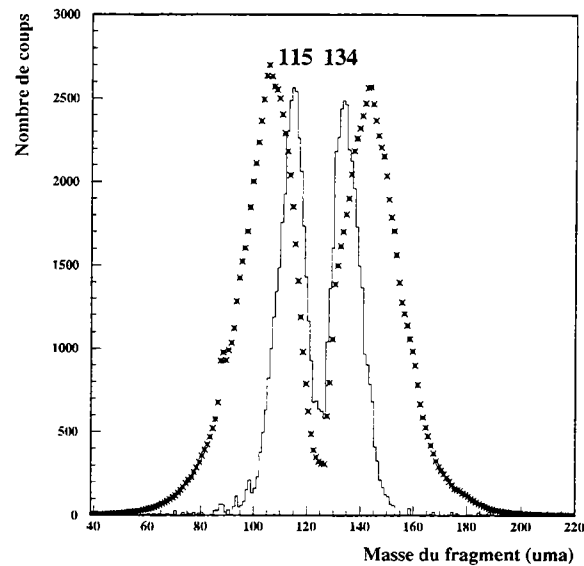


Figure III.11 - *Distribution de masse totale (croix) et distribution de masse conditionnée par la raie  $\gamma$  d'énergie 1279 keV (transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{134}\text{Te}$ ). La distribution de masse totale est représentée sans tenir compte de l'échelle.*

Le conditionnement des masses des fragments par l'énergie d'un rayonnement  $\gamma$  émis par un noyau connu (ici le  $^{134}\text{Te}$ ) donne une distribution de masse présentant deux pics, l'un centré sur la masse 134, l'autre sur la masse 115. La masse légère correspond à la masse du fragment partenaire du fragment de masse 134. En effet, les deux cellules photovoltaïques sont placées à l'intérieur d'EUROGAM II, et les détecteurs germanium détectent en coïncidence les rayonnements  $\gamma$  émis par les *deux* fragments. Ainsi, il y a toujours ambiguïté entre un fragment et son compagnon pour assigner un rayonnement  $\gamma$  à un fragment émetteur. Une méthode a été développée pour assigner deux rayonnements  $\gamma$  à un fragment émetteur et est exposée dans le paragraphe III.7. La largeur à mi-hauteur de ces pics est de 13 unités de masse. Le  $^{134}\text{Te}$  est le fragment isomérique le plus intensément produit dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

Le conditionnement par un rayonnement  $\gamma$  moins intensément produit montre une résolution en masse très médiocre. La figure III.12 donne la distribution de masse conditionnée par la raie  $\gamma$  de 204 keV du  $^{95}\text{Sr}$ .

La distribution de masse obtenue présente deux bosses, l'une centrée à une masse de 100 (au lieu de 95), l'autre à une masse de 151. La largeur à mi-hauteur de ces deux bosses est de 31 unités de masse. Or, la transition  $\gamma$  d'énergie 204 keV est aussi une transition

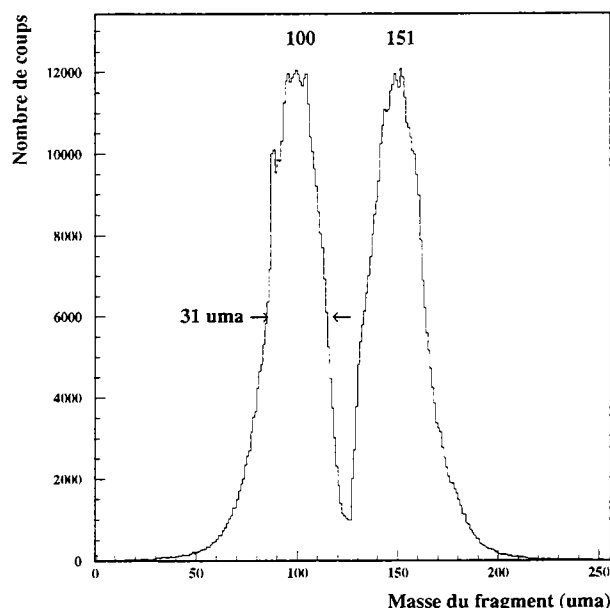


Figure III.12 - *Distribution de masse conditionnée par la raie  $\gamma$  d'énergie 204 keV (transition  $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$  du  $^{95}\text{Sr}$ ).*

du  $^{98}\text{Y}$ , du  $^{152}\text{Nd}$  et du  $^{146}\text{La}$ . Il y a ainsi mélange de masses de fragments : 95, 98, 152 et 146. La résolution en masse obtenue n'est pas suffisante pour distinguer ces quatre pics, et on n'observe que deux larges bosses.

Pour s'affranchir de cet effet, prenons un deuxième rayonnement  $\gamma$  du  $^{95}\text{Sr}$ , la transition d'énergie 352 keV ( $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ), qui, elle, n'est pas commune à d'autres noyaux. Son intensité est 10 fois plus faible que la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$  d'énergie 297 keV du  $^{134}\text{Te}$ . Pour obtenir la meilleure résolution en masse possible, une soustraction de fond sur le spectre  $\gamma$  a été réalisée. La distribution obtenue est donnée sur la figure III.13

Les deux bosses de cette distribution de masse ont une largeur à mi-hauteur de 20 unités de masse, et sont centrées à des masses 92 (au lieu de 95) et 158. Malgré le conditionnement par un rayonnement  $\gamma$  uniquement émis par un fragment et une soustraction de fond, la résolution en masse n'est pas bonne, et ne permet pas d'assigner un rayonnement  $\gamma$  donné à une masse de fragment émetteur.

Ainsi, avec une telle résolution en masse sur la distribution de masse conditionnée, l'assignation de rayonnements  $\gamma$  émis par un fragment de fission inconnu est très difficile, voire impossible, si l'intensité du rayonnement  $\gamma$  est faible. En revanche, une autre méthode est envisagée et exposée dans le paragraphe suivant.

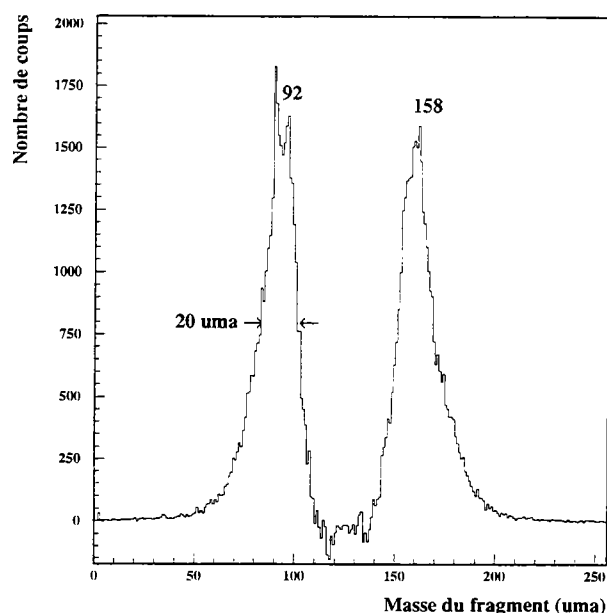


Figure III.13 - Distribution de masse conditionnée par la raie  $\gamma$  d'énergie 352 keV (transition  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$  du  $^{95}\text{Sr}$ ).

### III.6 Sélection en énergie de rayonnement $\gamma$

La sélection en temps permet de ne conserver que les rayonnements  $\gamma$  retardés. On obtient ainsi *toutes* les transitions  $\gamma$  retardées émises par *tous* les fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . Leur nombre s'élève à environ 300. Le problème qui se pose maintenant est de sélectionner les rayonnements  $\gamma$  émis par un fragment parmi les 300 transitions  $\gamma$  retardées détectées. Un exemple de schéma de désexcitation est montré sur la figure III.14.

Les niveaux excités du noyau sont représentés par leur énergie en keV, leur spin et leur parité. Les énergies des transitions  $\gamma$  entre ces niveaux sont données en keV et leur intensité est proportionnelle à l'épaisseur du trait. Les rayonnements  $\gamma$  sont émis par cascades à partir d'un ou plusieurs états excités. Les transitions  $\gamma$  appartenant à une même cascade sont émises en coïncidence. Ainsi, la sélection d'un rayonnement  $\gamma$  donné (par exemple la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  d'énergie 1279 keV) détermine les cascades, et donc le noyau. Par cette méthode, un problème se pose quand aucun des rayonnements  $\gamma$  détectés n'est connu, car l'identification du noyau est réalisée à partir des seuls rayonnements  $\gamma$ . De plus, on retrouve l'ambiguïté du fragment émetteur déjà discutée dans le paragraphe III.5.

Cette sélection en énergie est réalisée à partir de matrices énergie  $\gamma$  retardé- énergie  $\gamma$  retardé. Dans cette matrice sont rangées, événement par événement, les énergies d'un

$^{134}\text{Te}$

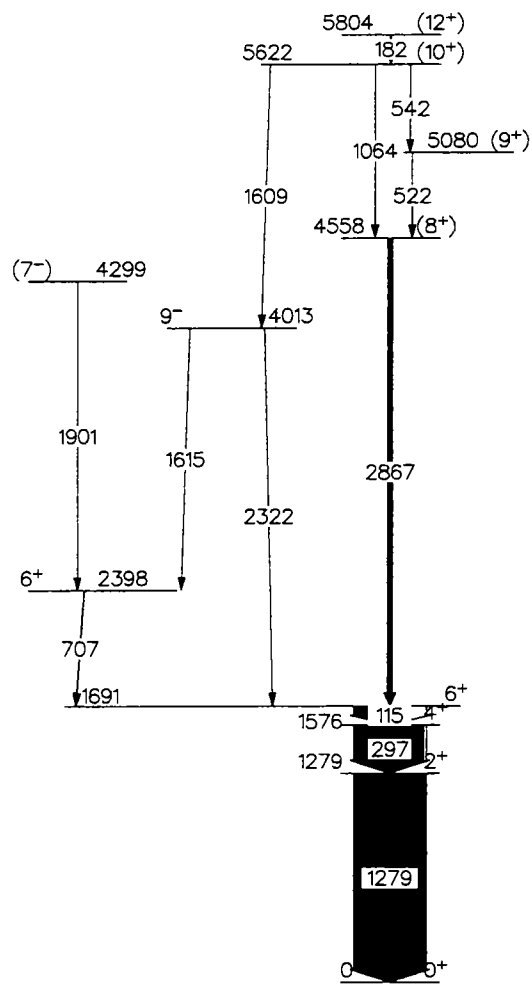


Figure III.14 - Schéma de niveaux partiel du  $^{134}\text{Te}$ : seules les transitions  $\gamma$  retardées sont représentées.



rayonnement  $\gamma$  en fonction de l'énergie des autres rayonnements  $\gamma$  détectés dans chaque événement et lorsque ceux-ci sont retardés. La figure III.15 montre un exemple de matrice énergie  $\gamma$  retardé - énergie  $\gamma$  retardé.

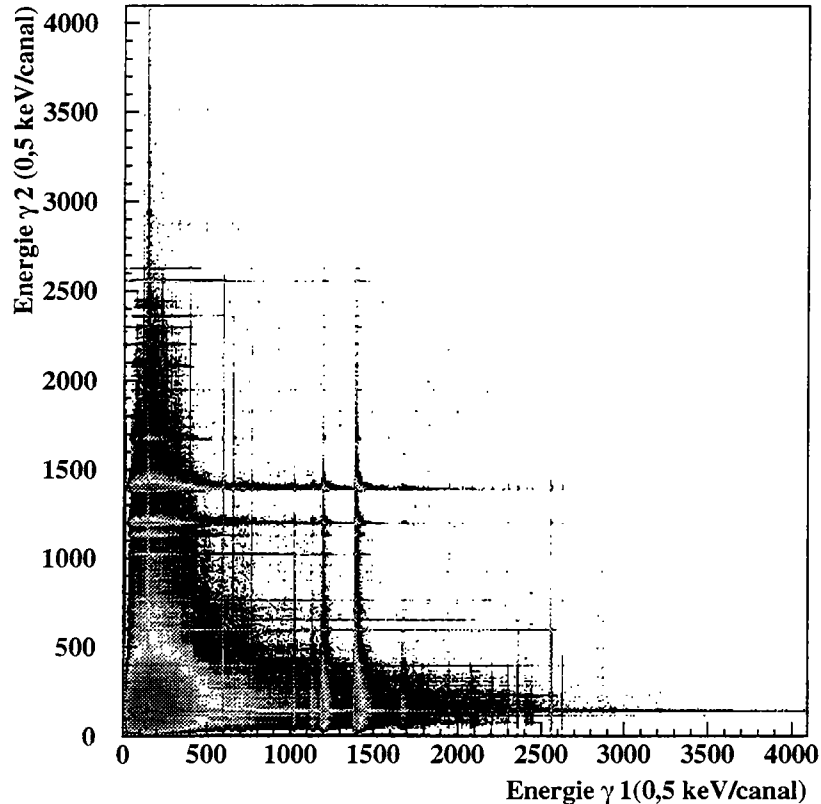


Figure III.15 - Exemple de matrice énergie  $\gamma$  retardé - énergie  $\gamma$  retardé.

La sélection, sur un axe de la matrice, d'une énergie  $\gamma$  donnée et sa projection sur l'autre axe donne tous les rayonnements  $\gamma$  en coïncidence avec cette énergie. Un exemple, sur le  $^{134}\text{Te}$  est représenté sur la figure III.16.

Après conditionnement sur la transition  $\gamma$  d'énergie 1279 keV, le bruit de fond est devenu quasi inexistant et 2 pics apparaissent très nettement à des énergies de 115 et 297 keV. Ce sont les transitions  $6^+ \rightarrow 4^+$  et  $4^+ \rightarrow 2^+$  du  $^{134}\text{Te}$ , qui sont émises en coïncidence. Dans ces exemples, aucune soustraction de fond n'a été réalisée.

Ainsi, avec seulement deux conditions, l'une en temps pour sélectionner les rayonnements  $\gamma$  retardés, l'autre pour sélectionner le fragment émetteur, et sans soustraction de fond, les spectres obtenus ont un rapport pic/total excellent. De plus, l'observation d'un rayonnement  $\gamma$  dans une cascade permet d'identifier le couple de fragments émetteur.

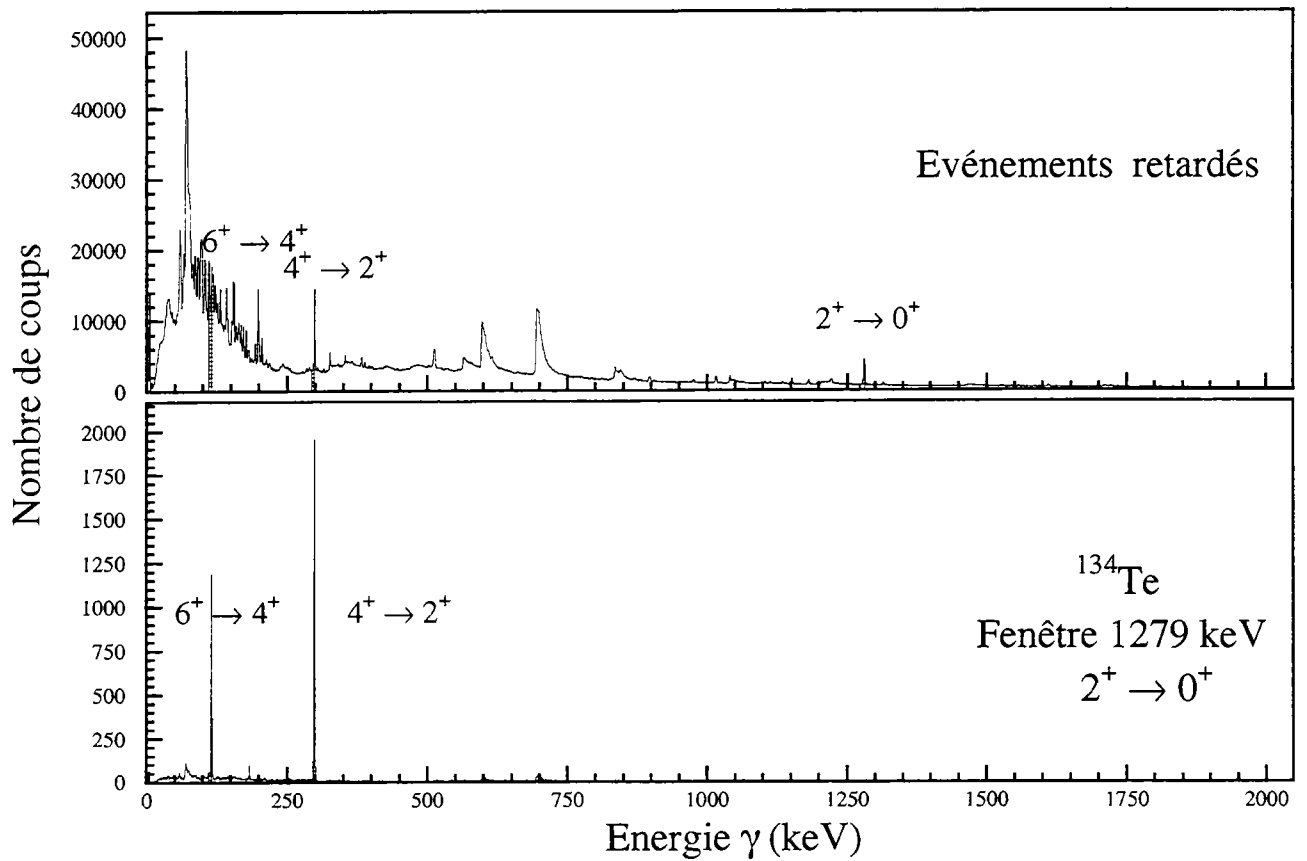


Figure III.16 - Exemple de conditionnement en énergie, après un conditionnement en temps. Le spectre du haut est seulement conditionné en temps (voir figure III.3). Pour le spectre du bas, la fenêtre de conditionnement a été réalisée sur la transition  $\gamma$   $2^+ \rightarrow 0^+$  d'énergie 1279 keV. Aucune soustraction de fond n'a été réalisée.

### III.7 Méthode pour lever l'indétermination sur le fragment émetteur

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, dans le cas où les deux fragments produits dans un même événement émettent des rayonnements  $\gamma$  retardés, il y a impossibilité de connaître le fragment émetteur sur les matrices énergie  $\gamma$  retardé - énergie  $\gamma$  retardé. Les transitions  $\gamma$  retardées émises par un même fragment sont détectées en coïncidence. Or, elles ne sont pas réellement corrélées en temps avec celles émises par le fragment partenaire. Ce phénomène s'observe en représentant l'intensité d'un rayonnement  $\gamma$  émis par un fragment au cours du temps en fonction de celle d'une transition  $\gamma$  émis par son compagnon. Dans ce cas, les deux intensités ne sont pas corrélées en temps et le spectre a l'allure représentée sur la figure III.17.

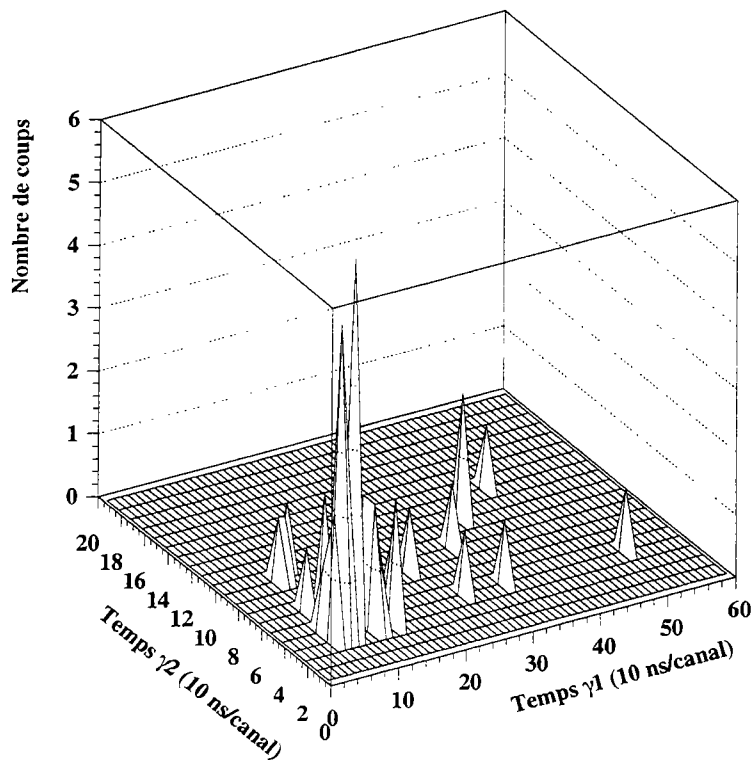


Figure III.17 - Intensité du rayonnement  $\gamma_1$  d'énergie 204 keV émis par le  $^{95}\text{Sr}$  au cours du temps en fonction de l'intensité de la transition  $\gamma_2$  d'énergie 322 keV de son compagnon  $^{152}\text{Nd}$  au cours du temps.

Quand les deux transitions  $\gamma$  détectées dans un même événement sont émises par un même fragment, leurs intensités au cours du temps sont corrélées et un exemple sur les deux transitions d'énergies 297 keV et 1279 keV est montré sur la figure III.18.

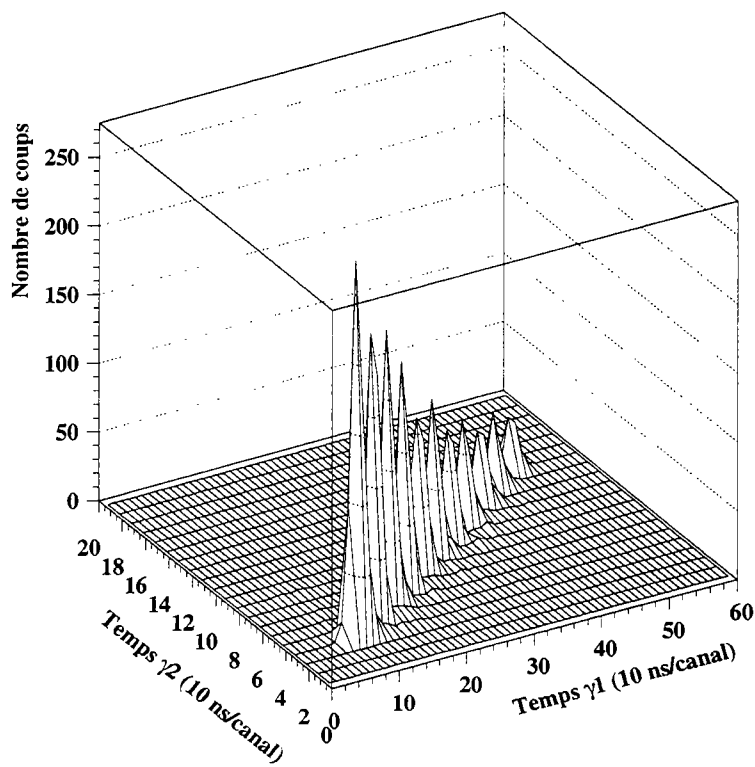


Figure III.18 - Intensité du rayonnement  $\gamma_1$  d'énergie 297 keV émis par le  $^{134}\text{Te}$  au cours du temps en fonction de l'intensité de la transition  $\gamma_2$  d'énergie 1279 keV émise par le même noyau au cours du temps.

Cette méthode n'est malheureusement pas applicable à tous les rayonnements  $\gamma$  retardés détectés. En effet, cet effet n'est clairement visible que sur les rayonnements  $\gamma$  les plus intenses.

### III.8 Elaboration de schémas de niveaux

Les chemins de désexcitation d'un isomère sont déterminés à partir de matrices  $E\gamma$  retardé- $E\gamma$  retardé, sur lesquelles on applique différentes conditions en énergie. Pour obtenir des spectres avec le meilleur rapport pic/total, particulièrement dans la zone des basses énergies  $\gamma$ , une soustraction de fond a été réalisée [51]. La figure III.19 montre un exemple d'élaboration de schéma de niveaux sur le  $^{156}\text{Sm}$ .

La condition en énergie 174 keV fait apparaître en coïncidence trois raies d'énergies 268, 880 et 1148 keV. Quand la condition en énergie est effectuée sur le rayonnement  $\gamma$  d'énergie 268 keV, seules les transitions d'énergies 174 et 880 keV apparaissent. Une contamination du  $^{134}\text{Te}$ , qui est le noyau isomérique le plus intensément produit, est présente, par le biais de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  d'énergie 1279 keV, qui produit un fond Compton important. La condition en énergie de 1148 keV, fait apparaître la raie d'énergie 174 keV. La transition d'énergie 197 keV est une contamination du  $^{134}\text{Te}$  (transition  $4^+ \rightarrow 2^+$ ). Enfin, la dernière condition en énergie de 880 keV fait apparaître les raies d'énergie 174 et 268 keV, ainsi que le contaminant.

De ces quatre spectres, on peut déduire que la transition d'énergie 174 keV est commune à toutes les conditions, elle appartient donc à toutes les cascades. On remarque que la transition d'énergie 1148 keV n'est en coïncidence qu'avec la transition 174 keV, alors que la transition d'énergie 880 keV est en coïncidence avec deux transitions : 174 et 268 keV. Les transitions d'énergies 1148 et 880 keV ne sont donc pas émises à la suite l'une de l'autre, mais en parallèle. De plus, la transition d'énergie 1148 keV est aussi en parallèle avec la transition 268 keV. En revanche, la transition 880 keV est émise dans la même cascade que celles de 268 et 174 keV. Ceci est confirmé par la condition en énergie de 268 keV, qui fait apparaître les raies d'énergie 174 et 880 keV. Ces différentes conclusions permettent d'aboutir au schéma de niveaux partiel représenté sur la figure III.20.

Dans l'exemple représenté sur la figure III.20, les transitions promptes déjà connues ont été représentées en pointillés. De plus, quand deux états isomériques de durée de vie différentes sont présents dans un fragment, la mesure des périodes des transitions  $\gamma$  permet de les ordonner.

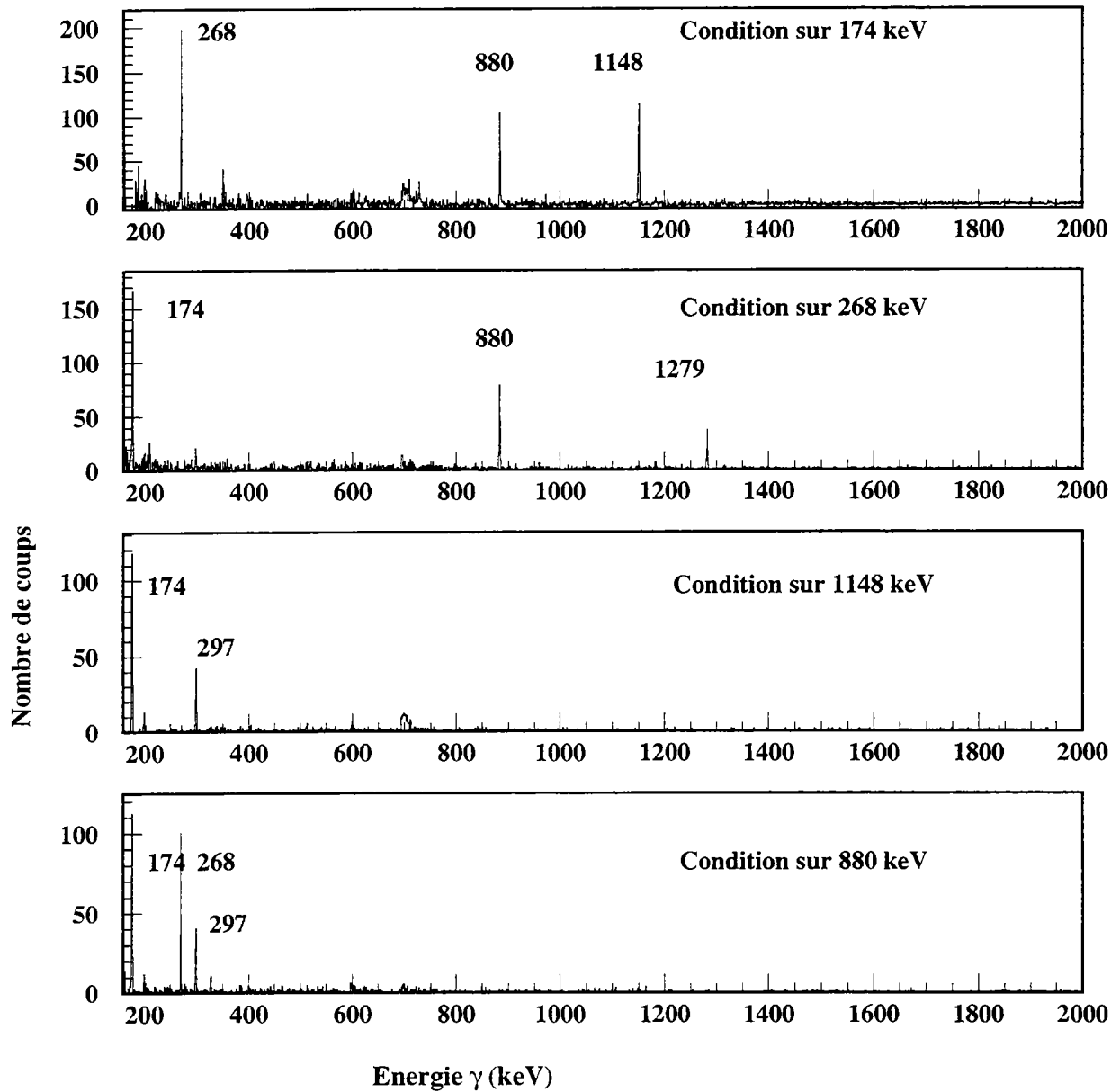
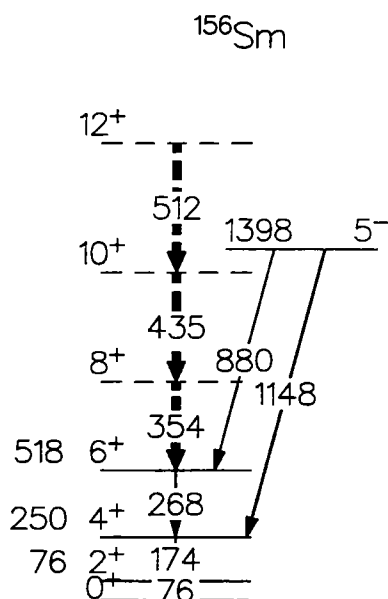


Figure III.19 - Spectres d'énergies  $\gamma$  retardés avec différentes conditions en énergie.

Figure III.20 - Schéma de niveaux partiel du  $^{156}\text{Sm}$ .

### III.9 Multiples conditionnements sur les rayonnements $\gamma$ et les fragments de fission

Ces conditionnements ont été élaborés à partir de la construction de deux cubes (spectres tridimensionnels). L'un est un cube énergie d'excitation d'une paire de fragments - masse du fragment - énergie  $\gamma$  retardé. Ce cube permet de réaliser des conditions doubles, par exemple, une condition sur l'énergie d'excitation ET une condition sur la masse du fragment émetteur sur le spectre en énergie  $\gamma$ . Bien évidemment, il est possible de n'imposer qu'une seule condition (par exemple, l'énergie d'un rayonnement  $\gamma$ ) et de tracer les spectres en énergie d'excitation et en masse du fragment. Dans le deuxième cube sont rangées l'énergie d'excitation d'une paire de fragments, la masse du fragment et la multiplicité  $\gamma$  détectée. Ces spectres tridimensionnels permettent des multi-conditionnements et sont utilisés dans le chapitre suivant.

### III.10 Détermination des spins des états isomériques

La corrélation angulaire de deux transitions  $\gamma$  successives consiste à mesurer leur anisotropie. Elle permet d'obtenir des informations sur les propriétés nucléaires des niveaux impliqués (spin) et les moments angulaires emportés par les rayonnements  $\gamma$ . La probabilité d'émission d'un rayonnement  $\gamma$  à partir d'un niveau excité dépend de l'angle entre l'axe du spin du niveau et la direction de l'émission. Ainsi, l'orientation du spin du premier niveau qui se désexcite est une donnée essentielle et dépend du mécanisme de réaction formant le noyau considéré.

### III.10.1 Orientation du moment angulaire des fragments de fission dans l'expérience

Un état est dit orienté quand les populations  $P(m)$  et  $P(m')$  de ses sous-états  $m$  et  $m'$  du moment angulaire sont différentes. A contrario, un état non orienté est décrit par  $P(m) = P(m')$ . Cette orientation dépend du mécanisme de réaction et dans l'expérience présente, comme le lecteur pourra le voir plus loin, les états isomériques dans les fragments de fission ne sont pas orientés.

Au point de scission, les spins des fragments sont orientés dans un plan perpendiculaire à l'axe de fission [52]. Les fragments orientés s'échappent de la source et sont détectés par les cellules photovoltaïques polycristallines situées à une distance de 5 mm. Or, dans les matériaux polycristallins, chaque grain a une orientation spécifique et la direction du champ magnétique créé par les électrons du matériau régnant dans chaque grain est différente d'un grain à l'autre de manière aléatoire [53]. Les mesures de corrélations angulaires des rayonnements  $\gamma$  émis par les fragments sont perturbées par ces anomalies de champ magnétique : il y a interaction entre le moment dipolaire magnétique d'un niveau excité du fragment et le champ magnétique externe du silicium polycristallin de la cellule. Cette interaction conduit à une précession de Larmor. Ce phénomène a été découvert par Larmor en 1900 qui a montré que tout système gyromagnétique qui a un moment angulaire et un moment dipolaire magnétique colinéaires est animé d'un mouvement de précession quand il est placé dans un champ magnétique uniforme. Ce mouvement s'effectue à une fréquence de précession particulière, la fréquence de Larmor qui s'exprime sous la forme suivante :

$$\nu = gH \frac{e}{4\pi M c} \quad (\text{III.27})$$

$g$  est le facteur nucléaire du niveau considéré,  
 $H$  est l'induction magnétique externe,  
 $M$  est la masse du noyau.

Le spin du niveau décrit la surface d'un cône d'axe  $H$ , avec une fréquence  $\nu$ .

Pendant tout son temps de ralentissement et d'arrêt dans la cellule, le fragment subit la précession de Larmor. Pour que la corrélation angulaire d'une cascade ne soit pas perturbée, il faut que le changement d'orientation nucléaire, dû à la précession de Larmor, soit faible entre l'émission de deux rayonnements  $\gamma$  successifs. La durée de vie de l'état intermédiaire doit être faible devant la vitesse angulaire de la précession [55] :

$$T_{1/2} \ll \frac{1}{2\pi\Delta\nu} \quad (\text{III.28})$$

$\Delta\nu$  est communément appelée la séparation de structure hyperfine et est égale à [55] :



$$\Delta\nu \simeq \frac{3}{16} \frac{hn^3 a_H^3}{2\pi(I + 1/2)g\mu_M\mu_B Z} \quad (\text{III.29})$$

avec :

$n$  : nombre quantique principal de la fonction d'onde d'un électron  $s$  à rayon nul,

$a_H$  : rayon de la première orbite de Bohr pour l'hydrogène,

$I$  : spin du niveau intermédiaire,

$\mu_M$  : magnéton nucléaire,

$\mu_B$  : magnéton de Bohr,

$Z$  : charge du noyau considéré.

Les durées de vie maximales de niveaux isomériques de quelques fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  ont été calculées en utilisant les valeurs de  $g$  données dans la référence [56] et sont présentées dans le tableau III.3.

Noyau	Spin ( $\hbar$ )	Durée de vie (ns)	$T_{1/2}$ max (ns)
$^{98}\text{Sr}$	2	2.74	0.017
$^{97}\text{Zr}$	7/2	102	0.010
$^{132}\text{Te}$	6	145	0.002
$^{134}\text{Te}$	6	163	0.002
$^{136}\text{Xe}$	4	1.32	0.003
$^{138}\text{Ba}$	6	800	0.002
$^{148}\text{Ce}$	2	1.01	0.011

Tableau III.3 - Durées de vie maximales de niveaux isomériques de quelques noyaux produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  pour que l'orientation de ces niveaux ne soit pas totalement perdue.

Comme on peut le voir clairement, les durées de vie des états isomériques sont très largement supérieures, de plusieurs ordres de grandeur, à la durée de vie maximum. Aussi, une étude de corrélations angulaires de rayonnements  $\gamma$  issus d'états isomériques sera menée en prenant un état initial non orienté.

### III.10.2 Corrélations angulaires dans le cas d'un état initial non orienté

#### III.10.2.1 Rappels théoriques

La fonction générale de corrélation directionnelle de deux rayonnements  $\gamma_1$   $I_1 \xrightarrow{\gamma_1} I_2 \xrightarrow{\gamma_2} I_3$  dont l'état initial  $I_1$  est orienté s'écrit [57] :

$$W(\theta_1, \theta_2, \phi) = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} B_{\lambda_1}(I_1) A_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1) A_{\lambda_2}(\gamma_2) H_{\lambda_1 \lambda_2}(\theta_1 \theta_2 \phi) \quad (\text{III.30})$$

Les angles  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  et  $\phi$  sont définis sur la figure III.21.

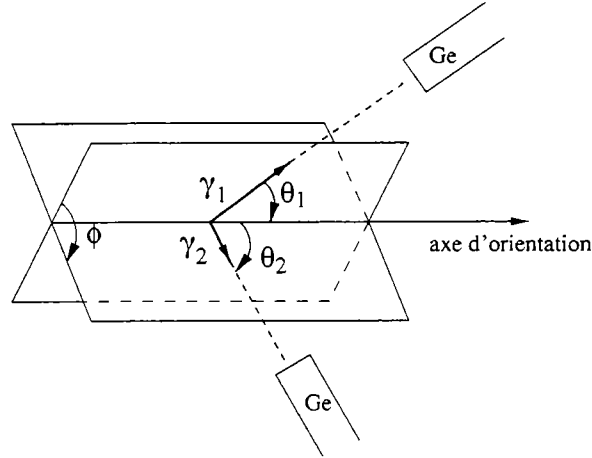


Figure III.21 - Définition des angles pour la corrélation de deux transitions successives  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  émises par un noyau orienté.

Le coefficient  $B_{\lambda_1}(I_1)$  est le paramètre d'orientation de l'état initial  $I_1$ .  $A_{\lambda_2}(\gamma_2)$  est le coefficient de distribution directionnelle de la transition  $\gamma_2$  et  $A_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1)$  le coefficient généralisé de distribution directionnelle.  $H_{\lambda_1 \lambda_2}(\theta_1 \theta_2 \phi)$  est la fonction angulaire.

Dans le cas d'un état initial non orienté, c'est-à-dire lorsque les populations relatives  $P(m)$  des sous-états  $m$  du moment angulaire sont égales, le paramètre  $\lambda_1$  est nul et on a :

- $B_0(I_1) = 1$
- $A_{\lambda}^{\lambda 0}(\gamma_1) = B_{\lambda}(\gamma_1) \delta_{\lambda \lambda_2}$
- $H_{0 \lambda \lambda_2}(\theta_1 \theta_2 \phi) = P_{\lambda}(\cos \theta) \delta_{\lambda \lambda_2}$

où  $\theta$  est l'angle vrai entre les directions d'émission des rayonnements  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  et  $P_{\lambda}$  le polynôme de Legendre d'ordre  $\lambda$ .

Ainsi la fonction de corrélation directionnelle, dans le cas d'un état initial non orienté, s'écrit :

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(\gamma_1) A_{\lambda}(\gamma_2) P_{\lambda}(\cos \theta) \quad (\text{III.31})$$

Le niveau initial n'étant pas orienté, le paramètre d'orientation  $B_\lambda(\gamma_1)$  est appliqué à la première transition. L'équation III.31 montre bien que la corrélation angulaire de deux rayonnements  $\gamma$  successifs émis à partir d'un état initial non orienté est équivalente à la distribution angulaire de la deuxième transition  $\gamma$  par rapport à la première.

Dans la suite de cette étude, seules des transitions pures seront considérées. Une transition est dite pure quand la multipolarité du rayonnement  $\gamma$  est égale à la différence de spin des niveaux initial et final:  $L = I_i - I_f$ . C'est le cas des transitions de type électrique quadrupolaire (E2).

Le paramètre d'orientation de  $B_\lambda(\gamma_1)$  s'écrit en fonction des coefficients ordinaires F :

$$B_\lambda(\gamma_1) = F_\lambda(L_1, L_1, I_1, I_2) \quad (\text{III.32})$$

où  $L_1$  est l'ordre multipolaire de la transition  $\gamma_1$  et avec

$$F_\lambda(L_1, L_1, I_1, I_2) = (-1)^{(I_1+I_2-1)}(2L_1+1)\sqrt{(2I_2+1)(2\lambda+1)} \quad (\text{III.33})$$

$$\times \begin{pmatrix} L_1 & L_1 & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L_1 & L_1 & \lambda \\ I_2 & I_2 & I_1 \end{Bmatrix} \quad (\text{III.34})$$

Le coefficient de distribution directionnelle  $A_\lambda(\gamma_2)$  s'exprime aussi à l'aide des coefficients F :

$$A_\lambda(\gamma_2) = F_\lambda(L_1, L_1, I_3, I_2) \quad (\text{III.35})$$

Les différentes valeurs théoriques de ces fonctions de corrélation ont été calculées pour plusieurs cascades. La figure III.22 montre les fonctions de corrélations angulaires pour différentes cascades :  $\Delta I_1 = I_1 - I_2 = 1\hbar$  ou  $2\hbar$  ou  $3\hbar$  et  $\Delta I_2 = I_2 - I_3 = 2\hbar$ . Les fonctions de corrélation pour  $\Delta I_1 = 2\hbar$  ou  $3\hbar$  sont maximum pour des transitions émises dans des directions proches l'une de l'autre, alors que la fonction de corrélation pour  $\Delta I_1 = 1\hbar$  est maximum pour des rayonnements émis perpendiculairement l'un par rapport à l'autre. L'effet est faible car l'orientation due à la première transition est elle-même faible.

### III.10.2.2 Application aux données expérimentales

L'angle  $\theta$  de l'équation III.31 est l'angle entre les deux transitions émises, donc l'angle entre deux détecteurs d'EUROGAM II. Les angles  $\theta$  pour tous les couples de détecteurs d'EUROGAM II ont été calculés à partir des angles polaires et azimutaux  $\theta_1$  et  $\phi$  définis sur la figure III.23 et sont répertoriés dans l'annexe A.

Les angles offrant le plus de combinaisons de détecteurs ont été sélectionnés, pour avoir la meilleure statistique possible. Les angles retenus et le nombre de combinaisons correspondantes sont donnés dans le tableau III.4.

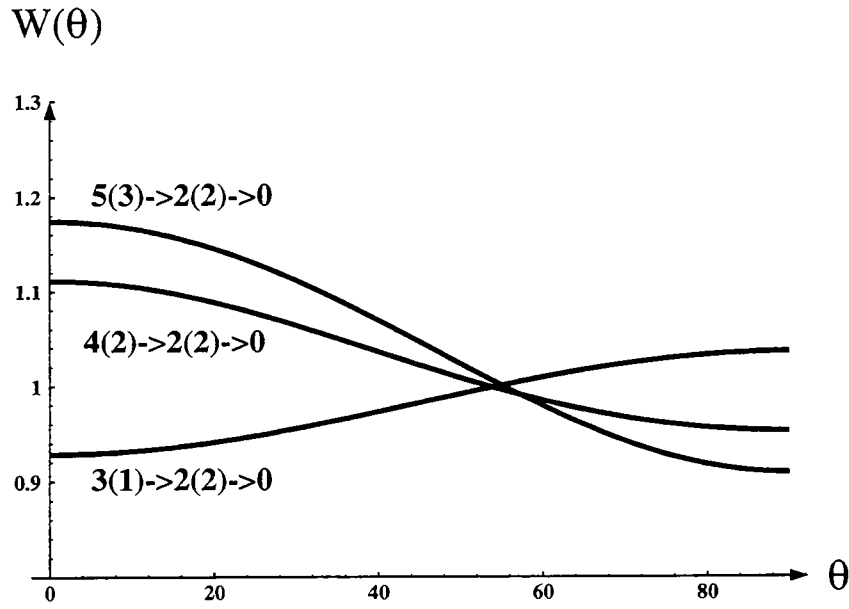


Figure III.22 - Fonctions de corrélations angulaires théoriques pour 3 cascades, dans le cas d'un état initial non orienté, dont la deuxième transition est une transition  $\Delta I = 2\hbar$ .

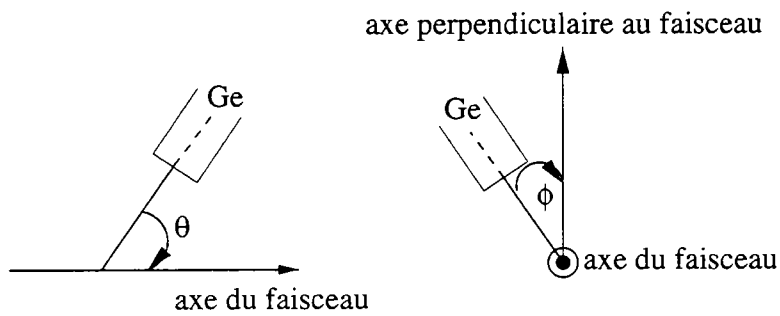


Figure III.23 - Définition des angles polaires et azimutaux utilisée pour EUROGAM II

$\theta \pm \delta\theta$ (deg)	nombre de combinaisons
$0 \pm 1$	17 (9 trèfle-trèfle + 8 gros volume-gros volume)
$30 \pm 2$	93 (56 trèfle-trèfle + 37 trèfle-gros volume)
$58 \pm 3$	120 (35 trèfle-trèfle + 85 trèfle-gros volume)
$88 \pm 3$	157 (36 trèfle-trèfle + 78 trèfle-gros volume + 43 gros volume-gros volume)

Tableau III.4 - Angles  $\theta$  entre couples de détecteurs de EUROGAM II et nombre de combinaisons correspondantes.

Nous avons construit une matrice  $E_\gamma - E_\gamma$  pour chaque angle, conditionnée par les transitions  $\gamma$  retardées d'au moins 50 ns. Pour chacune d'elles, sur l'un des axes est rangée l'énergie d'une transition  $\gamma$  détectée dans un détecteur d'une des paires appartenant à la classe d'angle considérée, et sur le second axe l'énergie de la deuxième transition  $\gamma$  détectée dans le second détecteur constituant cette paire. Une fenêtre identique est appliquée sur le même axe de chaque matrice pour sélectionner l'une des deux transitions impliquées dans la mesure de corrélation angulaire et mesurer l'intensité de la deuxième transition en coïncidence. L'intensité obtenue doit ensuite être corrigée du nombre de détecteurs appartenant à la classe d'angle considérée, ainsi que de l'efficacité de détection de ces détecteurs. Les 4 intensités corrigées sont ensuite normalisées par rapport à l'intensité à  $58^\circ$ .

#### Correction d'efficacité :

Les détecteurs trèfles et gros volume ont des courbes d'efficacité différentes (voir paragraphe II.4.2). Une fonction de correction d'efficacité a été définie pour chaque angle, donc pour chaque ensemble de combinaisons correspondant à chaque angle, à partir des deux courbes d'efficacité pour un détecteur trèfle et un détecteur gros volume. Comme seul le rayonnement  $\gamma$  retardé est considéré, les transitions  $\gamma$  sont émises après que le fragment soit arrêté dans une cellule photovoltaïque. Par conséquent, la source émettrice du rayonnement  $\gamma$  retardé n'est pas située au centre d'EUROGAM II, mais à 5 mm. Nous avons mesuré l'efficacité relative de chaque détecteur  $\gamma$  avec une source de  $^{152}\text{Eu}$  placée à +5 mm et -5 mm du centre d'EUROGAM II. La courbe d'efficacité d'un détecteur trèfle a été obtenue en moyennant l'efficacité de tous les détecteurs trèfles à +5 mm et -5 mm. Celle d'un détecteur gros volume a été déterminée de la même manière sur les deux anneaux à  $+22^\circ$  et  $-22^\circ$ . Ces courbes ont ensuite été ajustées par la fonction II.7.

Par exemple, à  $88^\circ$ , 157 paires de détecteurs sont impliquées, dont 36 paires trèfle-trèfle, 78 trèfle-gros volume et 43 gros volume-gros volume. Il faut tenir compte de la nature des détecteurs constituant chaque paire (trèfle ou gros volume), de leur nombre et des énergies des deux transitions  $\gamma$  concernées. La fonction efficacité à  $88^\circ$  est ainsi :

$$\epsilon_{eff88} = 36\epsilon_T(E_{\gamma_1})\epsilon_T(E_{\gamma_2}) + 78/2\epsilon_T(E_{\gamma_1})\epsilon_{GV}(E_{\gamma_2}) \quad (\text{III.36})$$

$$+ 78/2\epsilon_T(E_{\gamma_2})\epsilon_{GV}(E_{\gamma_1}) + 43\epsilon_{GV}(E_{\gamma_1})\epsilon_{GV}(E_{\gamma_2}) \quad (\text{III.37})$$

Le terme dans lequel les efficacités trèfle et gros volume interviennent ( $78/2\epsilon_T(E_{\gamma_1})\epsilon_{GV}$

$(E_{\gamma_2}) + 78/2\epsilon_T(E_{\gamma_2})\epsilon_{GV}(E_{\gamma_1})$  a été choisi comme tel car il n'y a aucune raison particulière pour que la première transition soit toujours émise vers, par exemple, un détecteur trèfle. Ce terme revient à dire que statistiquement la moitié des premières transitions sont émises vers, par exemple, un détecteur trèfle et l'autre moitié vers un détecteur gros volume.

Les trois autres fonctions d'efficacité ( $0^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $58^\circ$ ) ont été définies en suivant la même méthode.

### Confrontation expérience-théorie :

La superposition des points expérimentaux et des courbes théoriques, pour deux transitions E2 connues du noyau  $^{134}\text{Te}$  représentées sur la figure III.24, est donnée sur la figure III.25.

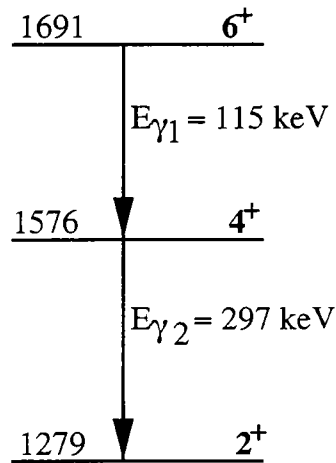


Figure III.24 - Schéma de niveaux partiel du noyau  $^{134}\text{Te}$ .

L'effet de la multipolarité de la première transition  $\gamma$  ( $\Delta I = 2\hbar$  ou  $\Delta I = 1\hbar$ ) à mesurer est faible, et demande une excellente précision expérimentale. La meilleure précision est obtenue avec le noyau de  $^{134}\text{Te}$ , qui est le plus intensément produit dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . On constate d'après la figure III.25 que les barres d'erreur, dues principalement à l'erreur statistique sur la détermination des intensités, sont trop importantes pour pouvoir discriminer entre les deux courbes, c'est-à-dire pour pouvoir affirmer que la corrélation mesurée correspond à une séquence donnée. Avec une statistique nettement meilleure, l'étude des corrélations angulaires de rayonnements  $\gamma$  retardés sera possible.

L'expérience présente est une expérience préliminaire qui fait partie d'un programme complet d'études de l'isomérisme. En ce qui concerne les corrélations angulaires, l'enseignement qu'on en tire est qu'une expérience complémentaire est nécessaire, dans laquelle la statistique sera plus forte. En effet, les spins des états isomériques, à cause de leur grande durée de vie, sont non orientés. L'effet sur les courbes de corrélations angulaires

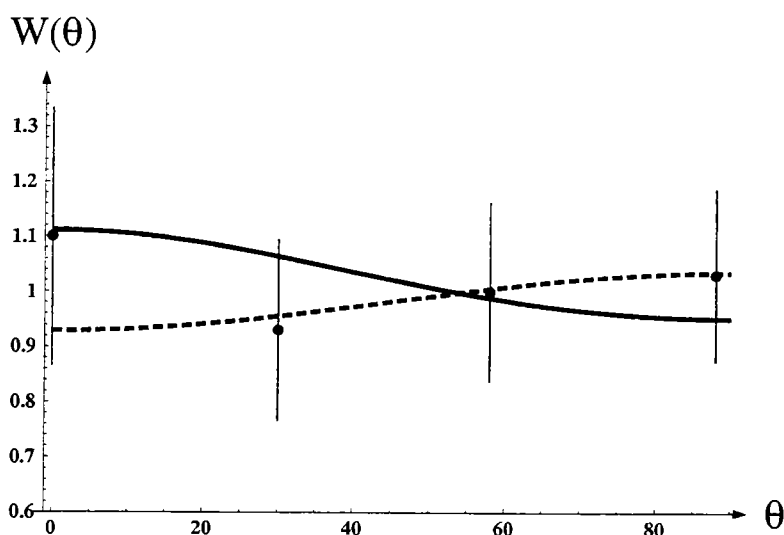


Figure III.25 - *Corrélations angulaires : en trait plein, la courbe théorique correspondant à des transitions  $6\hbar \rightarrow 4\hbar \rightarrow 2\hbar$ , en pointillés, la courbe théorique correspondant à une cascade  $5\hbar \rightarrow 4\hbar \rightarrow 2\hbar$ . Les points expérimentaux correspondent à la corrélation angulaire de la transition  $6\hbar \rightarrow 4\hbar$  d'énergie 115 keV et de la transition  $4\hbar \rightarrow 2\hbar$  d'énergie 297 keV.*

est très faible; l'anisotropie est moindre. Pour réduire les barres d'erreur sur les points expérimentaux, une statistique considérable est nécessaire. C'est pourquoi nous allons effectuer auprès de EUROBALL III une expérience dont l'un des buts est de mesurer les rayonnements  $\gamma$  prompts et retardés émis par les fragments de fission produits dans la fission du  $^{250}\text{Cf}$  induite par un faisceau de  $^{12}\text{C}$  sur une cible de  $^{238}\text{U}$ , qui permettra d'obtenir un plus fort taux de comptage.

### III.11 Récapitulatif

Le grand nombre de paramètres recueillis pendant cette expérience a permis le multi-conditionnement des données pour sélectionner un phénomène particulier.

Le traitement des informations délivrées par les cellules photovoltaïques (énergies cinétiques des fragments de fission) permet, par la méthode de la double coïncidence, d'estimer la masse des fragments. Les informations recueillies par les détecteurs germanium d'EUROGAM II permettent de connaître l'énergie et la direction des rayonnements  $\gamma$  retardés émis par les fragments.

Via la construction de spectres à plusieurs dimensions, il a été possible de mesurer les énergies des rayonnements  $\gamma$  émis, la durée de vie des états isomériques nucléaires et d'élaborer des schémas de niveaux partiels des fragments de fission produits.

Néanmoins, la résolution en masse obtenue pour les fragments de fission n'a pas été suffisante pour pouvoir déterminer le fragment émetteur d'un rayonnement  $\gamma$  particulier parmi la paire de fragments produite. Mais cette ambiguïté sur le fragment émetteur de rayonnement  $\gamma$  retardé a pu être levée par une méthode de corrélation temporelle de rayonnements  $\gamma$  émis par ces fragments.

Une étude de détermination des spins des états isomériques a été menée par la méthode de corrélations angulaires de deux rayonnements  $\gamma$  isomériques émis en cascade par le même fragment de fission. La grande durée de vie de ces états implique que l'état initial (isomérique) est non orienté et de ce fait l'effet d'anisotropie à mesurer est extrêmement faible et nécessite une statistique beaucoup plus forte.

Les méthodes d'analyse exposées dans ce chapitre ont permis de mettre à jour de nouveaux états isomériques présentés dans le chapitre suivant.



## Chapitre IV

# $^{152,154,156}\text{Nd}$ : résultats et interprétation

L'analyse des données recueillies lors de cette expérience de fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  a été réalisée à l'aide des méthodes exposées dans le chapitre précédent.

Parmi les noyaux riches en neutrons produits, 34 possèdent des états isomériques de durées de vie comprises entre 17 ns et 28  $\mu\text{s}$ . Les durées de vie supérieures à 1  $\mu\text{s}$  n'ont pas pu être mesurées lors de cette expérience, mais les rayonnements  $\gamma$  retardés ont été observés. La figure IV.1 donne une représentation partielle de la table des éléments, sur laquelle sont répertoriés les noyaux isomériques (carrés noirs) observés dans l'expérience relatée dans ce mémoire, les noyaux non isomériques produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  (carrés gris foncés) [58], ainsi que la vallée de stabilité (carrés gris clairs).

Parmi les noyaux riches en neutrons produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , les isomères sont présents préférentiellement autour des couches magiques  $Z = 50$  et  $N = 82$ , qui est la zone constituant le premier îlot d'isomérisme décrit dans le chapitre I, et loin de ces couches magiques, où les noyaux sont déformés (deuxième îlot) : les régions de masse  $A \simeq 100$  et 150.

Quelques 200 rayonnements  $\gamma$  retardés ont été observés et assignés à des noyaux émetteurs, dont la liste est répertoriée dans l'annexe B. Ces mesures de transitions  $\gamma$  ont permis de construire les schémas de niveaux partiels correspondant aux noyaux émetteurs, représentés dans l'annexe C. Dans l'annexe D, sont recensés une petite centaine de rayonnements  $\gamma$  retardés non assignés à un fragment de fission émetteur, en raison de la faible statistique. Rappelons que seuls les rayonnements  $\gamma$  retardés sont analysés.

Parmi ces 34 noyaux, 8 ayant des états isomériques nouveaux ont été observés pour la première fois dans cette expérience dans les noyaux  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{146,147,148}\text{Ce}$ ,  $^{104}\text{Mo}$  et  $^{152,154,156}\text{Nd}$  et la désexcitation des états isomériques du  $^{108}\text{Tc}$  est proposée. Le travail présenté ici est axé sur les nouveaux états isomériques des noyaux  $^{152,154,156}\text{Nd}$ . Ce qui concerne les autres nouveaux états isomériques est traité dans l'annexe C.

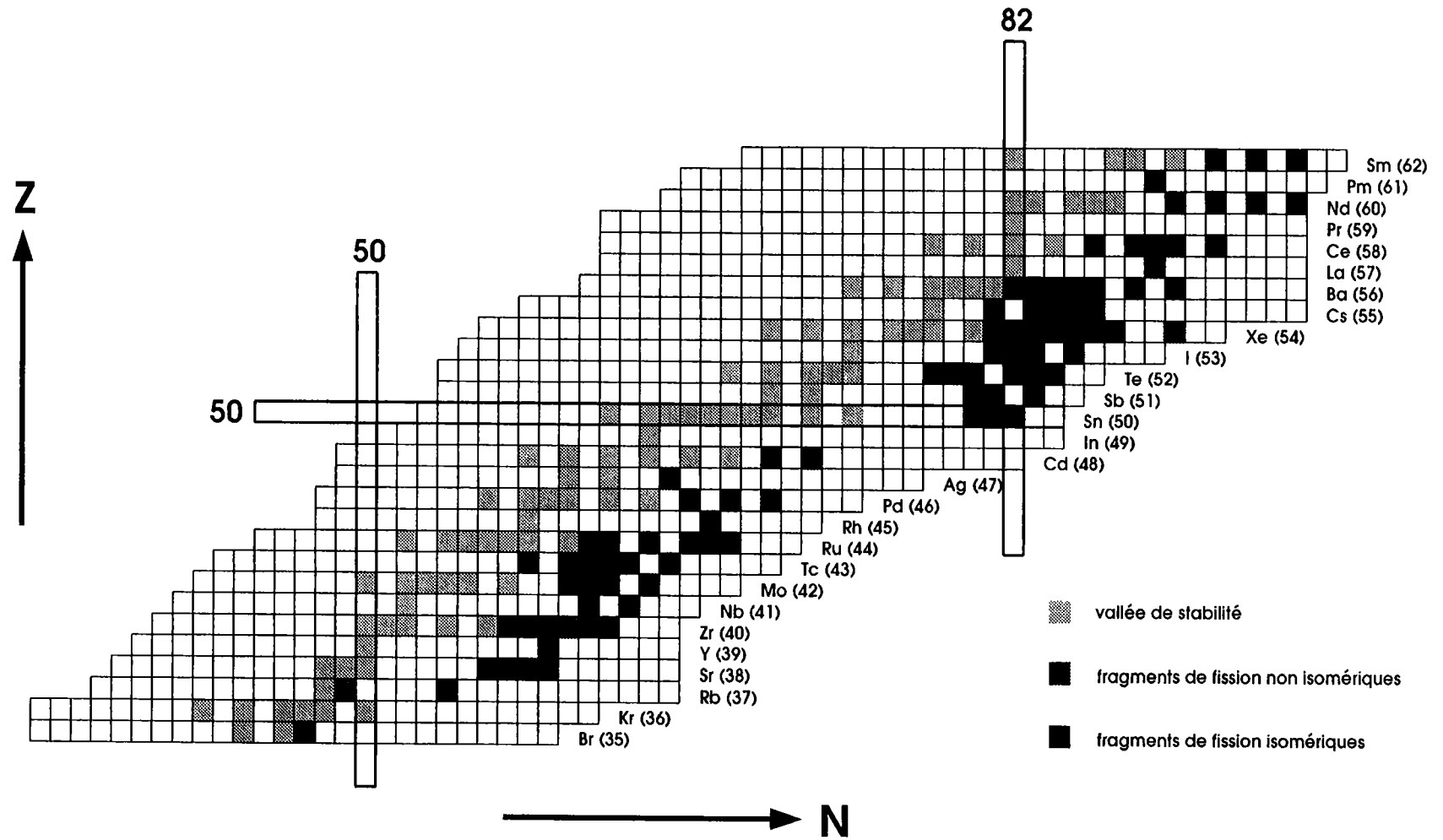


Figure IV.1 - Table des éléments partielle. En noir sont représentés les noyaux ayant au moins un état isomérique.

Dans ce chapitre sont tout d'abord présentés les résultats expérimentaux sur les états isomériques des noyaux  $^{152,154,156}\text{Nd}$  produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , puis une comparaison des durées de vie expérimentales avec les estimations de Weisskopf, et enfin l'interprétation des états isomériques à l'aide de calculs théoriques effectués dans le cadre de la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov avec l'interaction D1 de Gogny. Un rappel des modèles nucléaires et du principe général de la méthode est présenté avant l'interprétation proprement dite.

## IV.1 Résultats expérimentaux sur les nouveaux états isomériques dans les noyaux $^{152,154,156}\text{Nd}$

### IV.1.1 Schémas de niveaux

De nouvelles transitions  $\gamma$  retardées ont été observées et des états isomériques inédits ont été ainsi mis à jour. Les schémas de niveaux de ces trois isotopes de néodyme sont représentés sur la figure IV.1. Les niveaux et les transitions représentés en pointillés correspondent à des états non isomériques et à des transitions promptes mesurées par [64, 65].

Les durées de vie mesurées sont répertoriées dans le tableau IV.2.

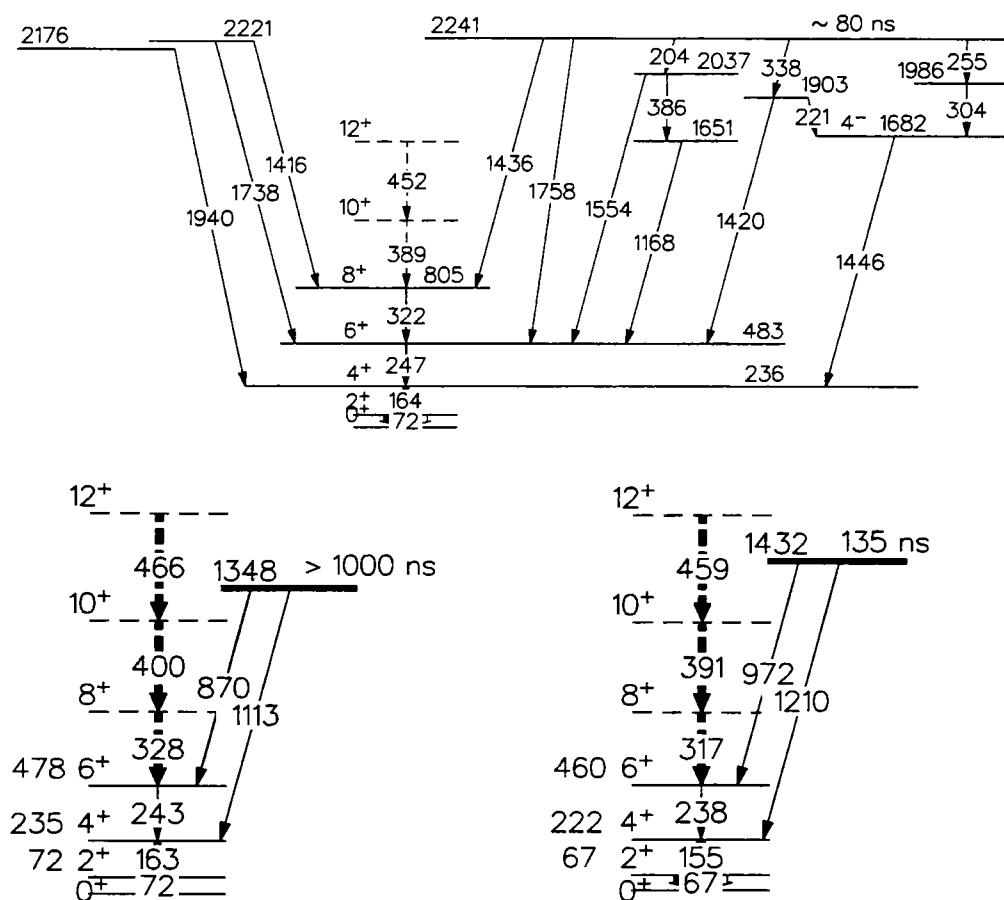
Ces isotopes présentent la même structure nucléaire isomérique: un état isomérique décroît vers la bande rotationnelle fondamentale par des transitions de grande énergie (de l'ordre de 1 MeV). Jusqu'à maintenant, seuls les états  $6^+$  du  $^{154}\text{Nd}$  et  $8^+$  du  $^{152}\text{Nd}$  étaient connus comme isomériques, avec pour périodes 80 et 1300 ns, respectivement [11, 12]. Les mesures de durée de vie présentées ici infirment cette hypothèse: les états isomériques sont des états situés à plus haute énergie d'excitation, qui alimentent le bas de la bande rotationnelle.

Ces trois schémas de niveaux sont globalement similaires à ceux des noyaux  $^{156,158}\text{Sm}$  (voir figure IV.3), dont les états isomériques avaient déjà été observés et interprétés comme étant des isomères K [66, 67].

Le noyau  $^{156}\text{Nd}$  est complètement similaire aux noyaux  $^{156,158}\text{Sm}$ , aussi bien en énergie d'excitation de l'état isomérique, qu'en durée de vie ou qu'en intensité des transitions  $\gamma$ .

Le noyau  $^{154}\text{Nd}$  présente des disparités avec les isotopes de samarium et le  $^{156}\text{Nd}$ . En effet, la durée de vie de l'état isomérique est 10 fois supérieure à celle des quatre autres noyaux, et les intensités des deux transitions  $\gamma$  de désexcitation de cet état isomérique sont différentes: voir tableau IV.4.

L'état isomérique du  $^{154}\text{Nd}$  se désexcite préférentiellement vers l'état  $6^+$  de la bande rotationnelle et très faiblement vers l'état  $4^+$  de cette même bande. Pour les autres noyaux, l'état isomérique se désexcite de façon à peu près égale vers les états  $6^+$  et  $4^+$ .

Tableau IV.1 - Schémas de niveaux partiels des noyaux  $^{152,154,156}\text{Nd}$ .

Noyau	Energie $\gamma$ (keV)	Durée de vie (ns)	Energie de l'état isomérique
$^{152}\text{Nd}$	247	$72 \pm 12$	2241
	255	$69 \pm 13$	2241
	1416	$107 \pm 18$	2221
	1420	$81 \pm 13$	2241
	1436	$66 \pm 13$	2241
	1758	$73 \pm 13$	2241
	$^{154}\text{Nd}$	243	$> 1\mu\text{s}$
870		$> 1\mu\text{s}$	1348
1113		$> 1\mu\text{s}$	
$^{156}\text{Nd}$	972	$135 \pm 40$	1432

Tableau IV.2 - Durées de vie des états isomériques dans  $^{152,154,156}\text{Nd}$ .

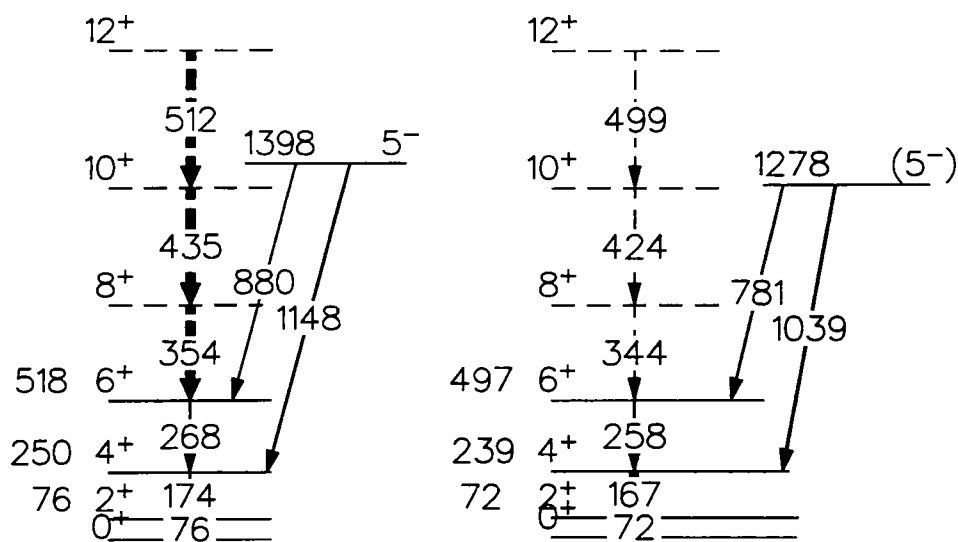


Tableau IV.3 - Schémas de niveaux partiels des noyaux  $^{156,158}\text{Sm}$ .

Noyau	$^{154}\text{Nd}$	$^{156}\text{Nd}$	$^{156}\text{Sm}$	$^{156}\text{Sm}$
Rapport des intensités des transitions $\frac{\text{iso} \rightarrow 6^+}{\text{iso} \rightarrow 4^+}$	6,8	0,99	0,87	0,58

Tableau IV.4 - Rapports des intensités des transitions  $\gamma$  dépeuplant les états isomériques des noyaux  $^{154,156}\text{Nd}$  et  $^{156,158}\text{Sm}$ .

La désexcitation de l'état ou des états isomérique(s) du  $^{152}\text{Nd}$  est beaucoup plus fragmentée que dans les quatre autres terres rares et la désexcitation de l'état isomérique d'énergie 2241 keV se produit aussi vers un état  $8^+$  de la bande rotationnelle.

Malgré ces quelques disparités pour les noyaux  $^{152,154}\text{Nd}$ , cette similitude nous a conduit à une forte présomption d'isomérisme K pour les isotopes de Nd. L'étude des facteurs de ralentissement par rapport aux estimations de Weisskopf, des transitions  $\gamma$  de désexcitation des états isomériques dans ces terres rares permet de renforcer (ou non) l'hypothèse de l'isomérisme K, si les facteurs de ralentissement suivent la loi de Rusinov présentée dans le chapitre I. Le paragraphe suivant détaille cette étude.

#### IV.1.2 Comparaison des durées de vie expérimentales et des estimations de Weisskopf

Le tableau IV.5 récapitule les états isomériques déterminés dans l'expérience, ainsi que les caractéristiques des transitions  $\gamma$  retardées : type (quand il a été déterminé par d'autres auteurs [44, 62]), énergie, durée de vie partielle.

La figure IV.2 représente la durée de vie des transitions  $\gamma$  en fonction de leur énergie. Leur type est stipulé entre parenthèses. Les calculs de durée de vie par les estimations de

Noyau	Z	N	état isomérique			transition		
			spin	énergie (keV)	$\tau_{exp}$ (ns)	type	énergie (keV)	$\tau_r$ (ns)
<sup>91</sup> Rb	37	54	(13/2 <sup>+</sup> )	1134	17	?	1025	24
<sup>95</sup> Sr	38	57	7/2 <sup>+</sup>	556	31	E2	204	31
<sup>97</sup> Sr	38	59	11/2 <sup>-</sup>	831	515	M2	522	515
<sup>98</sup> Y		59	? <sup>-</sup>	1181	830	E2	110	842
			3 <sup>-</sup>	496	8000	(M1)	121	8086
			2 <sup>-</sup>	171	620	E2	171	653
<sup>97</sup> Zr	40	57	7/2 <sup>+</sup>	1263	104	(E2)	161	108
<sup>99</sup> Zr	40	59	?	848	?	?	192	?
	40	59	3/2 <sup>+</sup>	151	342	E2	130	407
<sup>101</sup> Zr	40	61	(9/2 <sup>-</sup> )	468	?	?	147, 251	?
<sup>103</sup> Mo	42	61	(11/2 <sup>-</sup> )	498	?	?	144	?
<sup>104</sup> Mo	42	62	?	1624	?	?	595	?
<sup>108</sup> Tc	43	65	?	457	100	?	122	?
<sup>111</sup> Ru	44	67	(15/2 <sup>-</sup> )	750	20	(E2)	357	23
<sup>130</sup> Sn	50	80	(5 <sup>-</sup> )	2085	52	E1	89	65
			(10 <sup>+</sup> )	2435	1600	E2	96	4592
<sup>131</sup> Sn	50	81	?	4845	300	E2	158	347
<sup>132</sup> Sn	50	82	(8 <sup>+</sup> )	4847	1980	E2	132	3170
<sup>134</sup> Sb	51	83	?	1276	120	?	125	?
<sup>132</sup> Te	52	80	6 <sup>+</sup>	1774	145	(E2)	103	434
<sup>134</sup> Te	52	82	(12 <sup>+</sup> )	5804	35	(E2)	182	42
	52	82	6 <sup>+</sup>	1691	165	E2	115	326
<sup>135</sup> Te	52	83	(19/2 <sup>-</sup> )	1555	510	(E2)	50	16218
<sup>135</sup> Xe	54	81	(11/2 <sup>+</sup> )	1781	60	?	650	60
<sup>136</sup> Xe	54	82	6 <sup>+</sup>	1891	2950	E2	197	3383
<sup>137</sup> Xe	54	83	?	1935	8	?	314	?
<sup>138</sup> Ba	56	82	6 <sup>+</sup>	2090	758	E2	192	932
<sup>146</sup> La	57	89	?	492	20	?	205, 363	?
<sup>144</sup> Ce	58	86	?	?	20	?	881	20
					250	?	541	250
<sup>146</sup> Ce	58	88	?	?	54	?	1769, 410	54
<sup>147</sup> Ce	58	89	?	400	38	M1+E2	283	38
<sup>148</sup> Ce	58	90	2 <sup>+</sup>	990	90	?	54	?
<sup>152</sup> Nd	60	92	?	2241	80	?	1436, 1758, 1554	80
<sup>154</sup> Nd	60	94	?	1348	1300	(E1)?	870	1401
						(E1)?	1113	17940
<sup>156</sup> Nd	60	96	?	1432	135	(E1)?	972, 1210	135
<sup>156</sup> Sm	62	94	5 <sup>-</sup>	1398	185	(E1)	880, 1148	185
<sup>158</sup> Sm	62	96	(5 <sup>-</sup> )	1278	115	(E1)	781, 1039	115

Tableau IV.5 - Liste des caractéristiques des états isomériques

Weisskopf sont représentés par les droites.

La déviation des mesures expérimentales par rapport à l'estimation de Weisskopf est donnée par le facteur de ralentissement  $F_W$ , qui est défini comme le rapport de la durée de vie expérimentale et de la durée de vie calculée (équation I.17 :

$$F_W = \frac{\tau_{exp}}{\tau_W} \quad (IV.1)$$

#### IV.1.2.1 Transitions de type E2

Les transitions de type E2 sont toutes proches de la ligne E2 calculée par l'estimation de Weisskopf. Aucune ne présente un ralentissement ou une accélération énorme. Les valeurs du facteur de ralentissement sont présentées dans le tableau IV.6.

Noyau	$\tau$ exp (ns)	$\tau$ Weisskopf (ns)	$F_W$
<sup>95</sup> Sr	31	87.7	0,35
<sup>98</sup> Y	842	1845.4	0,45
<sup>98</sup> Y	653	203.3	3,21
<sup>97</sup> Zr	108	278,5	0,39
<sup>132</sup> Sn	3170	498,6	6,36
<sup>99</sup> Zr	407	789,7	0,51
<sup>111</sup> Ru	23	4,3	5,30
<sup>130</sup> Sn	4592	2500,8	1,84
<sup>131</sup> Sn	347	205,0	1,70
<sup>132</sup> Te	434	1723,5	0,25
<sup>134</sup> Te	42	98,1	0,45
<sup>134</sup> Te	326	973,6	0,33
<sup>135</sup> Te	16218	62049	0,26
<sup>135</sup> Xe	60	0,17	359,0
<sup>136</sup> Xe	3383	64,7	52,3
<sup>138</sup> Ba	932	72,2	12,9
<sup>147</sup> Ce	38	9,5	4,0

Tableau IV.6 - *Transitions de type E2: facteurs de ralentissement*

Sur la figure IV.3 sont représentés les facteurs de ralentissement  $F_W$  correspondant aux transitions E2 de la figure précédente. La limite inférieure de validité est celle de [63], en-dessous de laquelle les transitions ne peuvent être considérées comme étant de type E2.

Tous les facteurs de ralentissement calculés sont groupés autour de la ligne  $F_W = 1$ , et sont au-dessus de la limite inférieure de validité. Les durées de vie mesurées sont consistantes avec les estimations de Weisskopf.

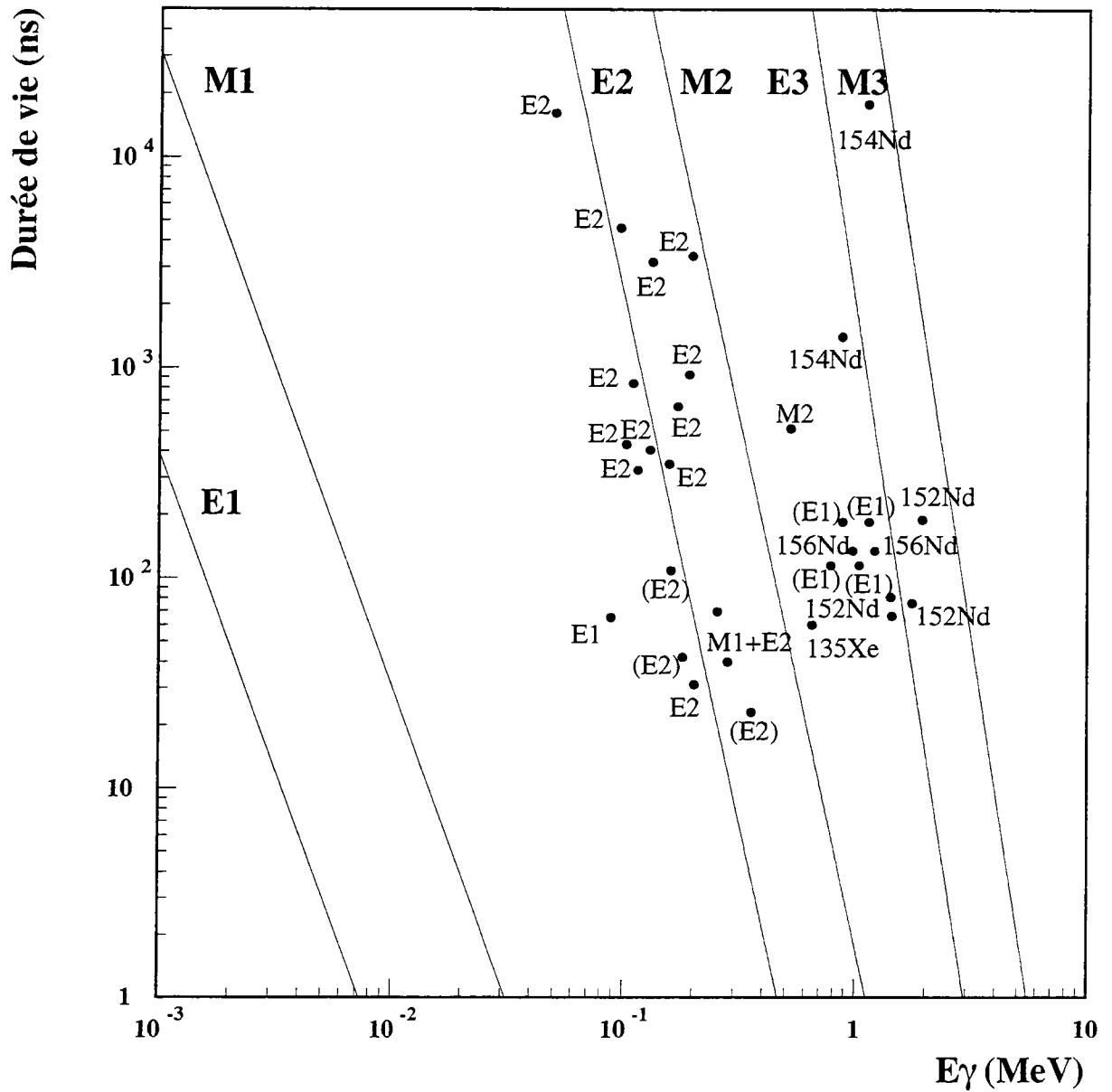


Figure IV.2 - Durée de vie des transitions  $\gamma$  en fonction de leur énergie.



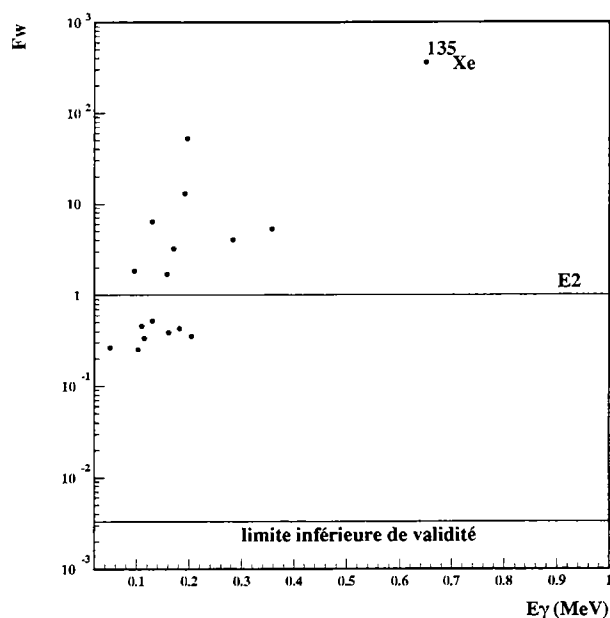


Figure IV.3 - Facteurs de ralentissement  $F_W$  pour les transitions isomériques de type E2, en fonction de leur énergie.

Seule une transition, dans le  $^{135}\text{Xe}$  a un facteur de ralentissement important :  $F_W = 359$ . Les spins des états initial et final ( $11/2^+$  et  $7/2^+$ ) laissent supposer une transition  $\gamma$  de type E2, mais l'assignation de ces spins par les auteurs précédents n'est pas certaine. Comme on peut le voir sur la figure IV.2, une transition de type M2 serait plus consistante avec les estimations de Weisskopf.

#### IV.1.2.2 Transitions de type M2

Le calcul des facteurs de ralentissement a été effectué sur la transition précédente ( $11/2 \rightarrow 7/2$ ) du  $^{135}\text{Xe}$  et sur la transition  $11/2^+ \rightarrow 7/2^+$  du  $^{97}\text{Sr}$ , supposées de type M2. Le tableau IV.7 récapitule les résultats.

Noyau	$\tau$ exp (ns)	$\tau$ Weisskopf (ns)	$F_W$
$^{97}\text{Sr}$	515	53,7	9,61
$^{135}\text{Xe}$	60	14,4	4,17

Tableau IV.7 - Transitions de type M2: facteurs de ralentissement

Pour ce type de transition, la limite inférieure de [63] est  $F_W = 0,033$ . Les durées de vie mesurées sont supérieures de moins d'un facteur 10 par rapport aux calculs Weisskopf.

Rappelons que ce type de calcul ne permet d'aboutir qu'à des estimations. Les durées de vie expérimentales semblent ainsi être en accord avec les estimations de Weisskopf.

#### IV.1.2.3 Transitions des noyaux <sup>154,156</sup>Nd et <sup>156,158</sup>Sm

Les multipolarités des transitions dépeuplant les états isomériques des noyaux <sup>154,156</sup>Nd et <sup>156,158</sup>Sm n'ont pas pu être déterminées par manque de statistique (voir le chapitre III, paragraphe III.10). La forte présomption d'isomérisme K pour ces états isomériques conduit à supposer que les périodes de ces transitions suivent la loi empirique de Rusinov, présentée dans le chapitre I et rappelée ici :

$$\log \frac{\tau_{exp}}{\tau_W} = 2(\Delta K - L) \quad (IV.2)$$

où L est la multipolarité de la transition considérée et  $\Delta K$  est la variation du nombre quantique K entre l'état isomérique et l'état final de la désexcitation.

Cherchons les couples ( $\Delta K, L$ ) pouvant correspondre au rapport de la durée de vie expérimentale sur la durée de vie calculée par les estimations de Weisskopf. Seules les multipolarités inférieures à 3 seront prises en compte, car pour les valeurs de L supérieures les intensités seraient trop faibles pour être observées avec EUROGAM II.

#### Premier cas : L = 1

Les facteurs de ralentissement ont été calculés en supposant que les transitions sont de type E1 et M1. Le résultat est présenté dans le tableau IV.8.

Noyau	$\tau$ exp (ns)	Transitions de type E1		Transitions de type M1	
		$\tau$ Weisskopf (ns)	$F_W$	$\tau$ Weisskopf (ns)	$F_W$
<sup>154</sup> Nd	1401	$5,1 \cdot 10^{-7}$	$2,7 \cdot 10^9$	$4,7 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^7$
<sup>154</sup> Nd	17940	$2,4 \cdot 10^{-7}$	$7,3 \cdot 10^{10}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$7,9 \cdot 10^8$
<sup>156</sup> Nd	270	$3,6 \cdot 10^{-7}$	$7,4 \cdot 10^8$	$3,4 \cdot 10^{-5}$	$7,9 \cdot 10^6$
<sup>156</sup> Nd	270	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^7$
<sup>156</sup> Sm	370	$4,9 \cdot 10^{-7}$	$7,5 \cdot 10^8$	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$8,0 \cdot 10^6$
<sup>156</sup> Sm	370	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^9$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^7$
<sup>158</sup> Sm	230	$6,9 \cdot 10^{-7}$	$3,3 \cdot 10^8$	$6,6 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^6$
<sup>158</sup> Sm	230	$2,9 \cdot 10^{-7}$	$7,8 \cdot 10^8$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$8,2 \cdot 10^6$

Tableau IV.8 - *Transitions de multipolarité 1 : facteurs de ralentissement*

Les facteurs de ralentissement, calculés par la loi de Rusinov, pour des transitions de multipolarité L = 1 et pour différentes valeurs de  $\Delta K$ , sont donnés dans le tableau IV.9.

$L = 1$	$F_W$
$\Delta K = 6$	$10^{10}$
$\Delta K = 5$	$10^8$
$\Delta K = 4$	$10^6$
$\Delta K = 3$	$10^4$

Tableau IV.9 - *Transitions de multipolarité 1 : facteurs de ralentissement pour différentes valeurs de  $\Delta K$*

Pour les transitions de type E1, les valeurs expérimentales, comprises entre  $10^8$  et  $10^{11}$ , peuvent correspondre aux couples  $(\Delta K, L)$  (5,1) et (6,1), alors que pour les transitions de type M1, les valeurs expérimentales, comprises entre  $10^6$  et  $10^8$  indiquent des couples (5,1) et (4,1).

Les transitions dépeuplant les états isomériques des noyaux  $^{156,158}\text{Sm}$  étaient déjà connues et interprétées par [66, 65] comme étant des transitions de type E1 correspondant à  $\Delta K = 5$ . Cette interprétation est en accord avec la loi de Rusinov.

### Deuxième cas : $L = 2$

Le même travail est effectué en supposant que les transitions sont de multipolarité 2. Les résultats sont recensés dans le tableau IV.10.

Noyau	$\tau$ exp (ns)	Transitions de type E2		Transitions de type M2	
		$\tau$ Weisskopf (ns)	$F_W$	$\tau$ Weisskopf (ns)	$F_W$
$^{154}\text{Nd}$	1401	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^5$	3,1	457
$^{154}\text{Nd}$	17940	$9,5 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^6$	0,9	$2,0 \cdot 10^5$
$^{156}\text{Nd}$	270	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^5$	1,7	155
$^{156}\text{Nd}$	270	$6,1 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^5$	0,6	463
$^{156}\text{Sm}$	370	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^5$	2,9	129
$^{156}\text{Sm}$	370	$8,0 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^5$	0,8	487
$^{158}\text{Sm}$	230	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$4,2 \cdot 10^4$	5,2	44
$^{158}\text{Sm}$	230	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^5$	1,2	185

Tableau IV.10 - *Transitions de multipolarité 2 : facteurs de ralentissement*

Les facteurs de ralentissement, calculés par la loi de Rusinov, pour des transitions de multipolarité  $L = 2$  et pour différentes valeurs de  $\Delta K$ , sont donnés dans le tableau IV.11.

Pour les transitions supposées être de type E2, les facteurs de ralentissement expérimentaux sont compris entre  $10^4$  et  $10^6$ , ce qui correspondrait à des couples  $(\Delta K, L)$  (4,2) et (5,2). En revanche, si les transitions étaient de type M2, les facteurs de ralentissement expérimentaux compris entre 10 et  $2 \cdot 10^5$  imposeraient des couples  $(\Delta K, L)$  (3,2) et (4,2).

$L = 2$	$F_w$
$\Delta K = 6$	$10^8$
$\Delta K = 5$	$10^6$
$\Delta K = 4$	$10^4$
$\Delta K = 3$	$10^2$

Tableau IV.11 - *Transitions de multipolarité 2 : facteurs de ralentissement pour différentes valeurs de  $\Delta K$*

### Conclusion

D'après la loi empirique de Rusinov, les couples  $(\Delta K, L)$  possibles permettant d'approcher au mieux les valeurs expérimentales des facteurs de ralentissement sont  $(5,1)$ ,  $(4,1)$ ,  $(4,2)$  et  $(5,2)$ . Les valeurs de  $\Delta K$  possibles se restreignent à deux possibilités :  $\Delta K = 4$  ou  $\Delta K = 5$ . Une interprétation théorique des nouveaux états isomériques dans les terre-rares est nécessaire pour connaître la configuration de ces états et ainsi leur assigner une valeur de  $K$ . Cette interprétation est détaillée dans le paragraphe suivant.

## IV.2 Interprétation

L'interprétation des états isomériques dans les noyaux <sup>152,154,156</sup>Nd a été réalisée en utilisant la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov avec l'interaction effective D1S de Gogny. Sont exposés dans cette section, un bref rappel des modèles théoriques du noyau (modèles de la goutte liquide, en couches, de Nilsson), suivi de la présentation du principe général de la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov. La confrontation des résultats expérimentaux et des calculs théoriques est ensuite discutée.

### IV.2.1 Modèles nucléaires

#### IV.2.1.1 Modèle de la goutte liquide, modèle en couches, modèle de Nilsson

Une des premières modélisations du noyau est le modèle de la goutte liquide, développé par Von Weizsäcker [19]. Ce modèle a déjà été évoqué dans le paragraphe I.3.1. Ce modèle est une description macroscopique du noyau, qui est assimilé à une goutte liquide incompressible. Il a permis de reproduire les énergies de liaison des noyaux.

Le modèle de la goutte liquide ne tient pas compte des phénomènes microscopiques qui entrent en jeu dans la matière nucléaire : spin, effets de couches. En 1949 M. Goeppert Mayer et H. Jensen développent un modèle dit "en couches" [69, 70, 71]. Une vision microscopique du noyau est alors abordée : on suppose que les nucléons évoluent librement dans le noyau sous la seule influence d'un potentiel commun, celui qu'ils créent collectivement. Ce modèle est une transposition du modèle du noyau atomique, dans lequel les électrons

de l'atome se déplacent librement dans le potentiel central créé par le noyau.

Le potentiel du modèle en couches se compose d'un potentiel central  $V(r)$  et d'un potentiel spin-orbite qui tient compte de la nature quantique du nucléon, via son spin intrinsèque. Le potentiel central a été paramétrisé en 1954 par R. Woods et D. Saxon, qui ont proposé la forme suivante [72]:

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (\text{IV.3})$$

$R$  est le rayon du noyau et  $a$  est le paramètre de diffusivité.

Le modèle en couches a permis de reproduire la stabilité des noyaux ayant un nombre magique de protons ou/et neutrons (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126). Ces noyaux magiques ont une forme sphérique et le modèle en couches ne permet pas de reproduire la stabilité de noyaux déformés ayant un nombre de nucléons situé entre deux nombres magiques. Cette imperfection du modèle en couches a conduit S.G. Nilsson, en 1955, à développer un modèle en couches déformées [73].

Dans le modèle de Nilsson, le potentiel, dont les paramètres sont ajustés par des données expérimentales, tient compte de la déformation du noyau. L'opérateur Hamiltonien qui gouverne la dynamique des  $A$  nucléons du noyau s'exprime par :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{1}{2m}[\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] + C\vec{l}\vec{s} + Dl^2 \quad (\text{IV.4})$$

Le potentiel de Nilsson est le potentiel de l'oscillateur harmonique modifié. En effet, le potentiel harmonique isotrope s'écrit :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{1}{2m}\omega^2 r^2 \quad (\text{IV.5})$$

Dans ce cas, les nucléons sont astreints à évoluer dans un potentiel isotrope à la fréquence  $\omega$ . Pour tenir compte de la déformation, Nilsson a remplacé le potentiel harmonique isotrope par un potentiel à symétrie axiale, dans lequel les termes  $\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_{\perp}^2$ . Les fréquences d'oscillation  $\omega_{\perp}$  et  $\omega_z$  s'expriment en fonction des paramètres de déformation.

En résolvant l'équation de Schrödinger, on obtient les états propres de l'hamiltonien de Nilsson correspondant aux états intrinsèques des bandes de rotation. Ces états propres sont exprimés en fonction des états propres de l'oscillateur harmonique anisotrope, à l'aide des nombres dits "de Nilsson"  $[N \ n_z \ \Lambda]\Omega^{\pi}$ .

$N$  est le nombre quantique principal de l'oscillateur harmonique,  
 $n_z$  est le nombre d'oscillations sur l'axe de symétrie du potentiel,  
 $\Lambda$  est la projection du moment angulaire  $\vec{l}$  sur l'axe de symétrie,  
 $\Omega$  est la projection du moment angulaire  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$  sur l'axe de symétrie,  $\Omega = \Lambda + 1/2$ .  
 $\pi$  est la parité de la fonction d'onde:  $\pi = (-1)^N$ .

Le modèle de Nilsson permet de retrouver la succession des orbitales du modèle en couches à déformation nulle (noyaux magiques sphériques). Les orbitales des nucléons sont déterminées en fonction de la déformation axiale du noyau.

#### IV.2.1.2 Méthode Hartree-Fock

Dans cette méthode, le potentiel moyen généré par les nucléons n'est plus donné directement sous forme paramétrisée, comme dans le modèle de Nilsson, mais dérivé à partir de l'interaction effective entre les nucléons. Ceux-ci sont considérés comme des particules indépendantes soumises à un potentiel moyen obtenu à partir d'une interaction effective, qui vise à reproduire les propriétés des nucléons au sein du noyau. La méthode Hartree-Fock est microscopique et auto-cohérente. Les distributions de densité, le potentiel moyen... sont obtenus à partir de la seule donnée de l'interaction effective et les fonctions d'onde des nucléons sont obtenues en minimisant l'énergie du noyau. La forme de l'interaction effective est cruciale pour une bonne détermination des états nucléaires.

Le point de départ de la théorie du champ moyen est l'hamiltonien microscopique, qui a pour expression :

$$H = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_i^2}{2M} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A v_{ij} \quad (\text{IV.6})$$

La méthode de Hartree-Fock consiste à prendre pour fonction d'onde de l'état fondamental d'un noyau ayant  $A$  nucléons le déterminant de Slater  $\psi_{HF}$  des  $A$  orbitales de nucléons  $\phi_\alpha$  :

$$\psi_{HF}(x_1, x_2, \dots, x_A) = \det[\phi_{\alpha_1}(x_1) \cdot \phi_{\alpha_2}(x_2) \dots \phi_{\alpha_A}(x_A)] \quad (\text{IV.7})$$

où  $x_i = (\vec{r}_i, \sigma_i, \tau_i)$  est l'ensemble des variables d'espace, de spin et d'isospin du nucléon  $i$  et les  $\alpha_i$  sont les nombres quantiques des orbitales occupées par les nucléons.

Les orbitales  $\phi_{\alpha_i}$  sont obtenues en minimisant l'énergie totale du noyau (principe variationnel) :

$$E = \frac{\langle \psi_{HF} | H | \psi_{HF} \rangle}{\langle \psi_{HF} | \psi_{HF} \rangle} \quad (\text{IV.8})$$

L'application de ce principe variationnel conduit aux équations Hartree-Fock :

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2M}\nabla^2 + U_{HF}[\phi_\alpha]\right)\phi_{\beta,i}(x) = \epsilon_{\beta,i}\phi_{\beta,i}(x), i = 1, 2, \dots, A \quad (\text{IV.9})$$

On obtient ainsi un système de  $A$  équations de Schrödinger couplées dans lesquelles le potentiel est le champ moyen  $U_{HF}$ . Les  $A$  équations constituent un système non linéaire, que l'on résout par itérations. La résolution de ces équations fournit les orbitales  $\phi_\alpha$  des nucléons, les énergies correspondantes  $\epsilon_\beta$  et le champ moyen  $U_{HF}$ . On peut en déduire l'énergie de l'état fondamental du noyau par principe variationnel.

Cette méthode ne reproduit bien que les états des noyaux magiques. Pour généraliser aux autres noyaux, il faut prendre comme point de départ une fonction d'onde plus riche que le déterminant de Slater. Pour les noyaux non magiques, il existe un couplage fort (appariement) entre les deux nucléons d'une même orbitale située dans une région de forte densité de niveaux. Ce couplage est dû à une interaction résiduelle non prise en compte dans la méthode Hartree-Fock et ces corrélations d'appariement nécessitent donc un autre formalisme. En effet, elles sont similaires à l'appariement des électrons dans un métal supraconducteur, dans lequel les électrons sont groupés en paires. Dans les noyaux, l'appariement suggère de prendre pour l'état fondamental du noyau une fonction d'onde de paires de nucléons indépendantes : c'est la méthode de Hartree-Fock-Bogolyubov, qui est une généralisation de Hartree-Fock.

### IV.2.1.3 Méthode Hartree-Fock-Bogolyubov

Les paires de Cooper de la théorie Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS), élaborée initialement pour les paires d'électrons des métaux supraconducteurs [78], sont reprises pour constituer la fonction d'onde de l'état fondamental. Bogolyubov a généralisé la transformation de BCS, en prenant pour l'état fondamental du noyau une fonction d'onde d'éléments indépendants : les quasi-particules. Ces quasi-particules sont des objets mathématiques qui permettent de prendre en compte une partie de l'interaction résiduelle, donc les corrélations d'appariement, dans le cadre de l'approximation d'éléments indépendants dans un champ moyen. Les paires de nucléons sont traitées dans le formalisme des quasi-particules, via des opérateurs de création et d'annihilation de particules. Les occupations des quasi-particules sont déterminées de manière auto-cohérente avec la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov, moyennant une contrainte sur le nombre de particules total.

La méthode Hartree-Fock-Bogolyubov, tout comme la méthode Hartree-Fock, s'étend à la description d'un ensemble d'états déformés : on ajoute à l'hamiltonien des champs de contraintes extérieurs. L'hamiltonien  $H$  précédent devient :

$$H - \lambda_1 \cdot Q_1 - \lambda_2 \cdot Q_2 \dots \quad (\text{IV.10})$$

Les  $\lambda_i$  sont les intensités des opérateurs de contraintes  $Q_i$ . Le noyau peut se déformer selon plusieurs modes : allongement sur un axe ( $Q_{20}$ ), ou sur deux axes ( $Q_{22}$ ), déformation non symétrique ( $Q_{30}$ ). Les degrés d'allongement, de triaxialité et d'asymétrie sont donnés par les valeurs moyennes des opérateurs correspondant :

$$q_{20} = \langle \psi_{HFB} | Q_{20} | \psi_{HFB} \rangle \quad (\text{IV.11})$$

$$q_{22} = \langle \psi_{HFB} | Q_{22} | \psi_{HFB} \rangle \quad (\text{IV.12})$$

$$q_{30} = \langle \psi_{HFB} | Q_{30} | \psi_{HFB} \rangle \quad (\text{IV.13})$$

On définit des variables  $\beta$  et  $\gamma$  représentatives de la déformation par :

$$q_{20} = \sqrt{5/\pi} A \langle r^2 \rangle \beta \cos \gamma \quad (\text{IV.14})$$

$$q_{22} = \sqrt{5/(2\pi)} A \langle r^2 \rangle \beta \sin \gamma \quad (\text{IV.15})$$

$A$  est le nombre de masse du noyau et  $\langle r^2 \rangle$  son rayon carré moyen. On représente souvent les courbes équipotentielles du noyau dans le plan  $(\beta, \gamma)$ .

Les équations de Hartree-Fock-Bogolyubov se présentent comme un système non linéaires d'équations couplées. La résolution de ce système se fait par itérations. On choisit un jeu de fonctions d'onde initiales  $\phi_\alpha$  (par exemple, celles de l'oscillateur harmonique ou celles de Nilsson), qui servent à calculer une première approximation de la densité de nucléons et le champ moyen. On résout de nouveau le système avec ce nouveau champ moyen, et on en tire un nouveau jeu de  $\phi_\alpha$ . On répète cette opération jusqu'à convergence de la fonction d'onde.

#### IV.2.1.4 Interaction effective

Les interactions phénoménologiques effectives entre nucléons les plus employées sont l'interaction de Skyrme [74, 75, 76] et l'interaction D1S de Gogny [77]. La différence entre l'interaction de Skyrme et celle de Gogny est que la partie centrale de D1S est de portée finie, alors que celle de l'interaction de Skyrme est de portée nulle. Cette différence implique un traitement des corrélations d'appariement différent selon le type d'interaction utilisé. L'interaction effective D1S de Gogny, de portée finie, permet de traiter de façon auto-cohérente à la fois le champ moyen et l'appariement, par la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov.

Les paramètres utilisés dans les méthodes Hartree-Fock et Hartree-Fock-Bogolyubov avec l'interaction D1S sont ceux introduits dans la définition de l'interaction et sont fixés une fois pour toutes.

La force D1S de Gogny s'exprime à l'aide de quatre termes : une partie centrale de portée finie, un terme de couplage spin-orbite, un terme dépendant de la densité et un



terme représentant l'interaction coulombienne entre protons. Les paramètres de l'interaction D1S de Gogny ont été ajustés sur des données expérimentales de quelques noyaux ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ , isotopes de l'étain) et sur les propriétés de la matière nucléaire.

### IV.2.2 Confrontation avec les nouveaux états isomériques dans $^{152,154,156}\text{Nd}$

L'interprétation des données expérimentales a été réalisée dans le cadre de la théorie Hartree-Fock-Bogolyubov, utilisée avec l'interaction effective D1S de Gogny. Les états isomériques sont traités comme des excitations de deux quasi-particules proton ou neutron, construites sur l'état fondamental. Dans un premier temps, il est donc nécessaire de déterminer la structure de cet état fondamental. Des calculs Hartree-Fock-Bogolyubov ont été réalisés pour obtenir les surfaces d'énergie potentielle de chaque noyau. Ces surfaces sont obtenues par la minimisation présentée dans l'équation IV.16.

$$\delta \langle \phi_q | \hat{H} - \lambda_0 \hat{Q}_{20} - \lambda_2 \hat{Q}_{22} | \phi_q \rangle = 0 \quad (\text{IV.16})$$

où  $\phi_q$  est le vide de quasi-particules,  $\hat{H}$  est l'hamiltonien nucléaire,  $\hat{Q}_{20}$  et  $\hat{Q}_{22}$  sont les opérateurs de contraintes en déformation (axiale et triaxiale). Le nombre de protons et de neutrons est lui aussi contraint par :

$$\langle \phi_q | \hat{Z}(\text{ou } \hat{N}) | \phi_q \rangle = Z(\text{ou } N) \quad (\text{IV.17})$$

Après résolution des équations Hartree-Fock-Bogolyubov, les surfaces d'énergie potentielle sont définies par :

$$V_q = \langle \phi_q | \hat{H} | \phi_q \rangle \quad (\text{IV.18})$$

où la notation  $q = (q_{20}, q_{22})$  est utilisée. Comme  $q_{20}$  et  $q_{22}$  sont directement reliés aux coordonnées de Bohr  $\beta$  et  $\gamma$  définies dans le paragraphe IV.2.1.3, les surfaces d'énergie potentielle sont exprimées en fonction de  $\beta$  et  $\gamma$ .

Ces surfaces sont représentées sur la figure IV.4 pour les trois isotopes de Nd.

Les lignes noires représentent les lignes équipotentielles séparées les unes des autres de 1 MeV. Les dégradés de gris correspondent à des puits de potentiel pour les couleurs foncées. Ces surfaces montrent que les trois isotopes de Nd, dans leur état fondamental, présentent des profonds minima sur l'axe  $\beta$ , à une grande déformation prolate :  $\beta_{\min} \simeq 0,35$ .

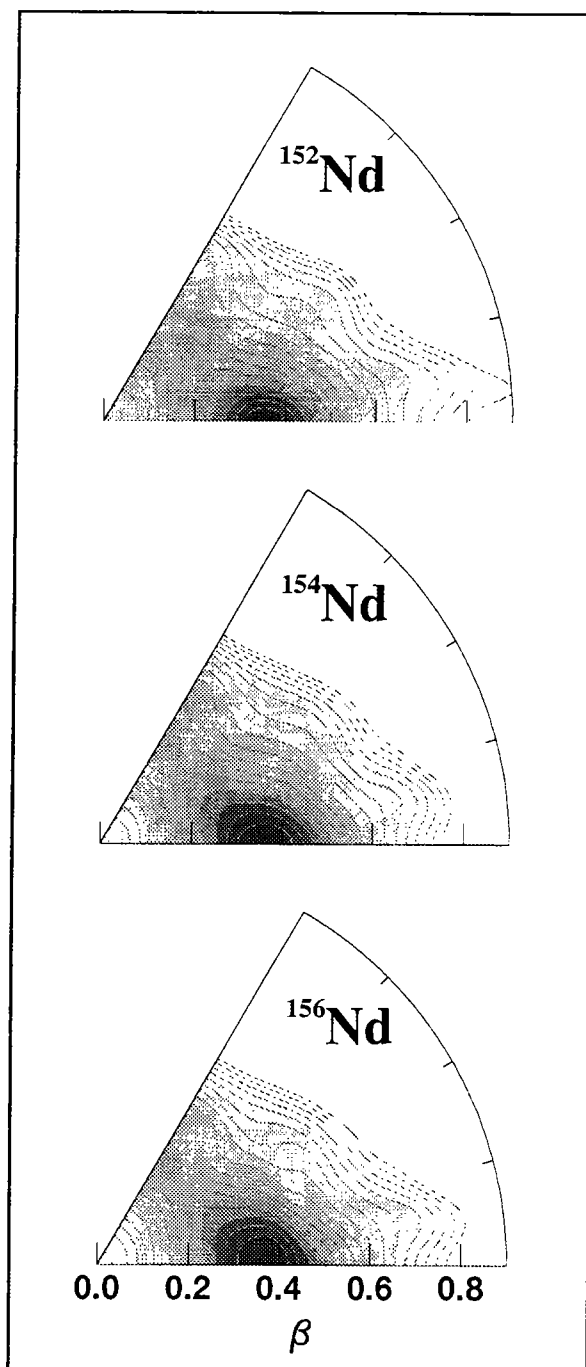


Figure IV.4 - Surfaces d'énergie potentielle  $V(\beta, \gamma)$  calculées avec la méthode Hartree-Fock-Bogolybov des noyaux  $^{152,154,156}\text{Nd}$ .

Pour aller plus loin, il est nécessaire de savoir si la déformation de l'état fondamental correspondant au minimum d'énergie potentielle ( $\beta_{min}$ ) est aussi la déformation dynamique moyenne ( $\sqrt{\beta^2}$ ). Des calculs dynamiques ont été effectués, dans le cadre de la méthode GCM + GOA [79], dont le résultat est que la déformation dynamique est quasi identique à la déformation minimum. Ainsi, il est justifié de prendre comme vide de quasi-particules la fonction d'onde Hartree-Fock-Bogolyubov  $\phi_q$  précédente qui minimise l'énergie potentielle.

Les énergies des états excités de particules protons et neutrons sont obtenues par application du principe variationnel sur les fonctions d'onde Hartree-Fock-Bogolyubov représentant ces états excités. Ces niveaux de particules sont représentés sur la figure IV.12 pour les noyaux  $^{152,154,156}\text{Nd}$  et  $^{156,158}\text{Sm}$ .

Pour chaque noyau, les pointillés indiquent la valeur du potentiel chimique, qui représente la limite entre les états qui ont une probabilité d'occupation supérieure à 0,5 et ceux qui ont une probabilité inférieure à 0,5.

Les états isomériques sont traités comme des excitations de deux quasi-particules protons ou neutrons, construites sur l'état fondamental. Les états excités particule-trou sont décrits dans le cadre de la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov par des états à deux quasi-particules bâtis sur une fonction d'onde de type Hartree-Fock-Bogolyubov définie comme un vide de quasi-particules vis à vis des opérateurs de création et d'annihilation de particules. Pour déterminer les énergies d'excitation de ces états, le calcul a été effectué par la technique dite du "blocking". Cette technique consiste à assigner au nucléon individuel l'état individuel de quasi-particule qui minimise l'énergie totale du noyau et à lui interdire de s'apparier avec un autre nucléon. Dans les calculs présentés ici, les états bloqués ont été choisis parmi les états proches du niveau de Fermi [80].

Les états à deux quasi-particules sont définis par :

$$|\hat{\phi}_{bb'}\rangle = \eta_b^+ \eta_{b'}^+ |\phi\rangle \quad (\text{IV.19})$$

où  $|\phi\rangle$  est le vide Hartree-Fock-Bogolyubov de quasi-particules,  $b$  et  $b'$  sont les nombres quantiques des quasi-particules bloquées,  $\eta_b^+$  et  $\eta_{b'}^+$  sont les opérateurs de création et d'annihilation de quasi-particule.

Les résultats sont présentés sur la figure IV.5. La figure se lit en colonnes : chaque colonne correspond à un noyau. Pour chaque colonne, sont représentés, de gauche à droite, les états mesurés expérimentalement, les états à deux quasi-particules quand la paire de nucléons brisée est une paire de protons et enfin les états à deux quasi-particules quand la paire de nucléons brisée est une paire de neutrons. Sont représentés aussi, pour chaque noyau, les états collectifs des bandes rotationnelles fondamentales, avec à gauche, les états expérimentaux et à droite les états calculés.

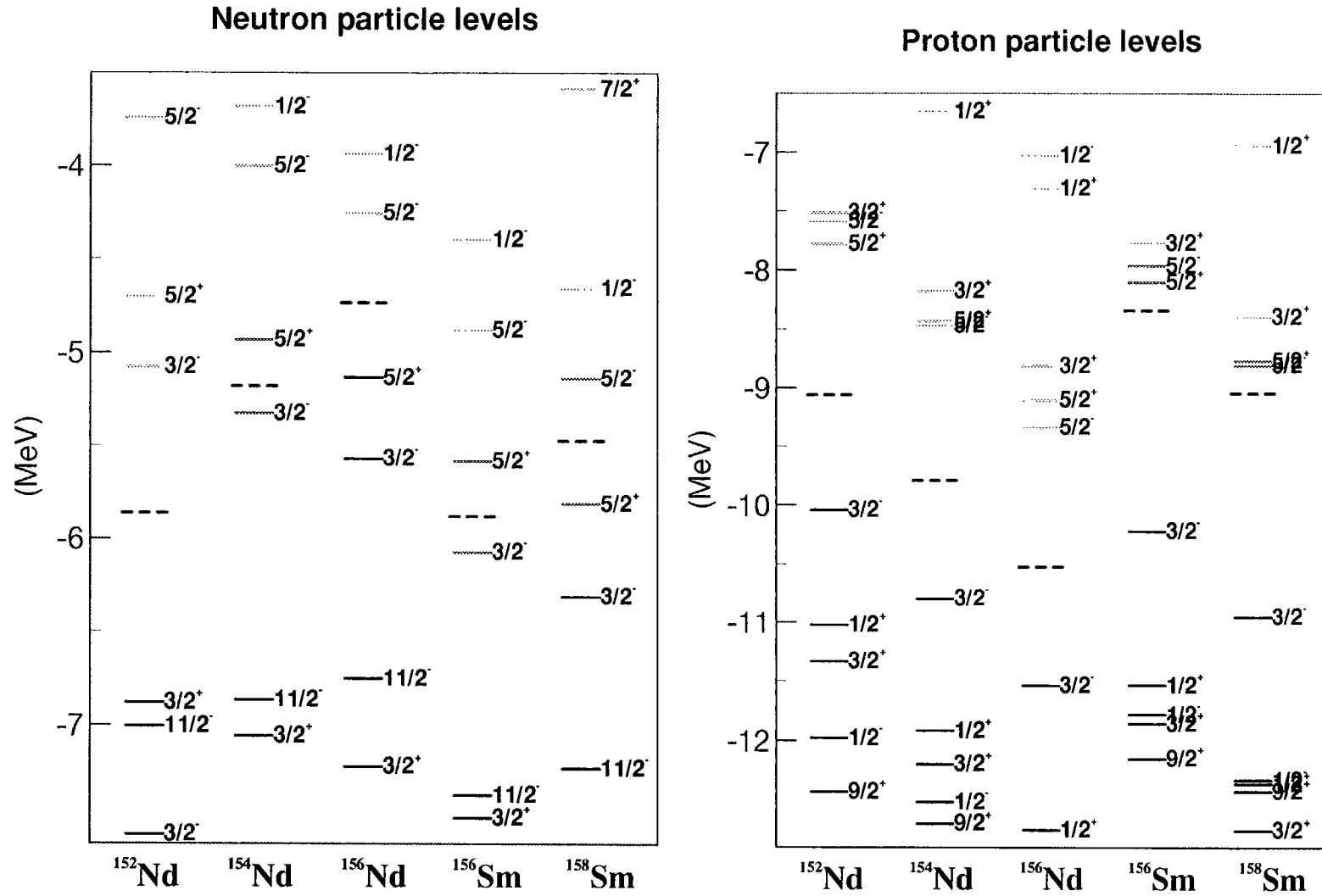


Tableau IV.12 - Etats de quasi-particules (neutrons et protons) calculés par la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov avec l'interaction D1S de Gogny.

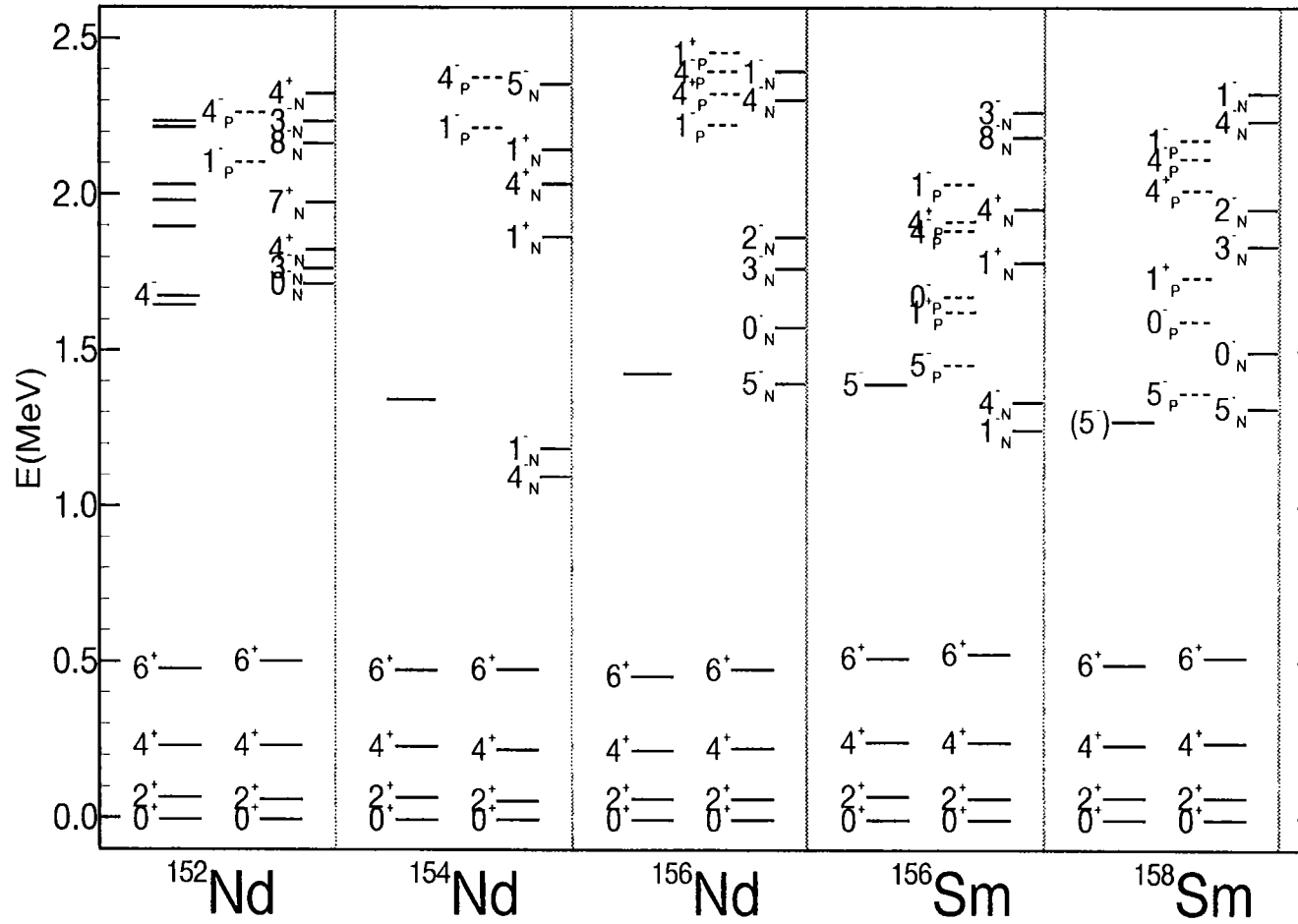


Figure IV.5 - Energies d'excitation des états de la bande rotationnelle fondamentale et des états à deux quasi-particules, calculés avec la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov, pour les noyaux  $^{152,154,156}\text{Nd}$  et  $^{156,158}\text{Sm}$ .

Les états à deux quasi-particules sont les têtes de bande  $K = J$ .

Les calculs des énergies d'excitation des bandes rotationnelles fondamentales de ces cinq terre-rares sont en excellent accord avec les mesures expérimentales.

Pour tous les noyaux, les énergies d'excitation des états à deux quasi-particules sont dans la même gamme d'énergie. Pour chaque noyau, les états à deux quasi-particules de plus basse énergie d'excitation sont des excitations de neutrons. Les états à deux quasi-particules protons sont proches des états neutrons pour les isotopes de samarium. En revanche, les états à deux quasi-particules protons sont situés à beaucoup plus haute énergie pour les isotopes de néodyme.

Voyons plus en détail la confrontation expérience - théorie pour chaque noyau.

#### IV.2.2.1 Les isotones $N = 96$ <sup>158</sup>Sm et <sup>156</sup>Nd

La similitude expérimentale des schémas de niveaux des deux isotones <sup>156</sup>Nd et <sup>158</sup>Sm, aussi bien sur les durées de vie (135 et 115 ns) que sur les intensités des transitions  $\gamma$  donne une forte présomption de configurations elles aussi similaires.

Le niveau expérimental du noyau <sup>158</sup>Sm a été assigné comme un état  $K = 5$ ,  $I^\pi = 5^-$  par [65]. Ces auteurs ont donné la configuration de deux quasi-particules neutrons ( $\nu [642]5/2 \otimes \nu [523]5/2$ ), par analogie à la configuration du <sup>156</sup>Sm [66].

Les calculs théoriques présentés ici montrent deux états de deux quasi-particules (protons et neutrons) pouvant correspondre au niveau expérimental. La configuration de ces deux états est ( $\pi [532]5/2 \otimes \pi [413]5/2$ ) et ( $\nu [642]5/2 \otimes \nu [523]5/2$ ). L'incertitude du calcul étant d'environ de 200 keV, il n'est pas possible de préciser, avec ce calcul, si l'état expérimental provient de la brisure d'une paire de protons ou de neutrons. Néanmoins, la valeur de  $K = 5$  peut être fixée, d'autant plus que l'étude des durées de vie expérimentales par la loi de Rusinov (voir paragraphe IV.1.2.3) montre la possibilité de  $\Delta K = 5$ .

Pour le noyau <sup>156</sup>Nd, les calculs théoriques Hartree-Fock-Bogolyubov ne font apparaître qu'un seul et unique état  $5^-$  de configuration ( $\nu [642]5/2 \otimes \nu [523]5/2$ ) identique à celle donnée par [65]. Cet état expérimental peut être ainsi assigné à un état  $K^\pi = 5^-$  de deux quasi-particules neutrons ( $\nu [642]5/2 \otimes \nu [523]5/2$ ).

Les états isomériques d'énergies d'excitation 1432 keV du <sup>156</sup>Nd et 1278 keV du <sup>158</sup>Sm sont donc interprétés comme des isomères  $K$ , de spin  $I^\pi = 5^-$ . Ceci est cohérent avec le résultat expérimental du paragraphe IV.1.2.3. La configuration de l'état isomérique du <sup>156</sup>Nd est assignée à un état de deux quasi-particules neutrons ( $\nu [642]5/2 \otimes \nu [523]5/2$ ).

IV.2.2.2 Les isotones  $N = 94$   $^{154}\text{Nd}$  et  $^{156}\text{Sm}$ 

Le schéma de niveaux de cet isotope de néodyme est à la fois similaire et différent des deux précédents. Similaire en énergie d'excitation de l'état isomérique et en chemin de désexcitation, différent en durée de vie (d'un facteur 10) et en intensité de transition  $\gamma$ . Néanmoins, le facteur de ralentissement  $F_W$  des transitions de désexcitation de l'état isomérique est du même ordre de grandeur que ceux des deux noyaux précédents, ce qui conduit à supposer que l'état isomérique est un isomère K. Les états calculés les plus proches du niveau expérimental sont des états neutrons  $K^\pi = 1^-$  et  $K^\pi = 4^-$ . L'état  $K^\pi = 1^-$  est rejeté car il conduirait à des transitions  $\gamma$  de multipolarités 5 et 3, qui sont de trop faibles intensités pour être mesurées. En revanche, l'état  $K^\pi = 4^-$  pourrait convenir : les transitions  $\gamma$  seraient ainsi de multipolarités 2 pour la raie d'énergie 870 keV et 1 pour la transition d'énergie 1113 keV du  $^{154}\text{Nd}$ . Les facteurs de ralentissement  $F_W$  calculés par la loi empirique de Rusinov seraient ainsi de  $10^4$  (transition de multipolarité 2 et  $\Delta K = 4$ ) et  $10^6$  (transition de multipolarité 1 et  $\Delta K = 4$ ). D'après la figure I.1 et le paragraphe IV.1.2.3, ces cas d'isomérisme K ne sont pas exclus, car les points expérimentaux sont souvent loin de la loi de Rusinov de plusieurs ordres de grandeur, particulièrement pour les transitions K interdites  $\Delta K = 4$  et de type E1.

Les mêmes états calculés de deux quasi-particules neutrons du  $^{154}\text{Nd}$  sont présents à sensiblement la même énergie dans le  $^{156}\text{Sm}$ , ce qui semble cohérent car ces deux noyaux ont le même nombre de neutrons. En revanche, dans le  $^{156}\text{Sm}$ , un état de deux quasi-particules protons  $K^\pi = 5^-$  ( $\pi [642]5/2 \otimes \pi [523]5/2$ ) est proche du niveau expérimental, comme dans l'isotope  $^{158}\text{Sm}$ , ce qui est aussi cohérent car ils ont le même nombre de protons.

Mais l'état isomérique du  $^{156}\text{Sm}$  avait déjà été observé et interprété par d'autres auteurs [66]. L'interprétation qui avait été donnée, par des calculs réalisés dans le cadre du modèle de Nilsson, est une configuration de deux quasi-particules neutrons ( $\nu [642]5/2 \otimes \nu [523]5/2$ ). Les mêmes auteurs ont observé un deuxième état isomérique  $5^-$  d'énergie d'excitation 1515 keV et de durée de vie 4,5 ns et l'ont interprété comme une configuration de deux quasi-particules protons ( $\pi [642]5/2 \otimes \pi [523]5/2$ ). Ce deuxième état isomérique n'a pas été observé dans ce travail, à cause de sa durée de vie inférieure à la résolution en temps (20 ns) obtenue dans l'expérience.

Dans le  $^{156}\text{Sm}$ , aucun état de deux quasi-particules neutrons  $K^\pi = 5^-$  n'est prédit par les calculs théoriques Hartree-Fock-Bogolyubov. Néanmoins, un état de deux quasi-particules protons  $K^\pi = 5^-$  ( $\pi [642]5/2 \otimes \pi [523]5/2$ ) est présent au voisinage du niveau expérimental observé dans ce travail, ainsi qu'au voisinage du deuxième état isomérique mesuré par [66]. Les calculs présentés ici confirment donc la configuration de l'état isomérique d'énergie d'excitation 1515 keV et de durée de vie 4,5 ns, qui est  $\pi [642]5/2 \otimes \pi [523]5/2$ .

D'après les calculs théoriques Hartree-Fock-Bogolyubov, l'état isomérique du  $^{156}\text{Sm}$  d'énergie d'excitation 1398 keV et de durée de vie 165 ns pourrait être interprété comme un état de deux quasi-particules neutrons  $K^\pi = 4^-$  de configuration  $\nu [642]5/2 \otimes \nu [521]3/2$ , par analogie avec l'état isomérique de l'isotone voisin  $^{154}\text{Nd}$ . Cette possible interprétation est en désaccord avec les résultats de [66], mais est homogène avec les calculs présentés ici, ainsi qu'avec le résultat expérimental tiré de la loi de Rusinov exposé dans le paragraphe IV.1.2.3.

Une détermination expérimentale des spins de ces états isomériques, par des mesures de corrélations angulaires, est nécessaire pour trancher entre les deux interprétations.

D'autre part, la variation brutale des moments d'inertie  $J_2$  de la bande rotationnelle fondamentale du  $^{154}\text{Nd}$  représentés sur la figure IV.6, pouvant expliquer l'intensité faible de la transition 1113 keV, n'est pas reproduite par les calculs.

Le moment d'inertie dynamique d'un noyau en rotation dont on observe une bande rotationnelle est défini par :

$$J^{(2)} = \hbar \frac{dI(\omega)}{d\omega} = \frac{4\hbar^2}{E_\gamma(I+2 \rightarrow I) - E_\gamma(I \rightarrow I-2)} \quad (\text{IV.20})$$

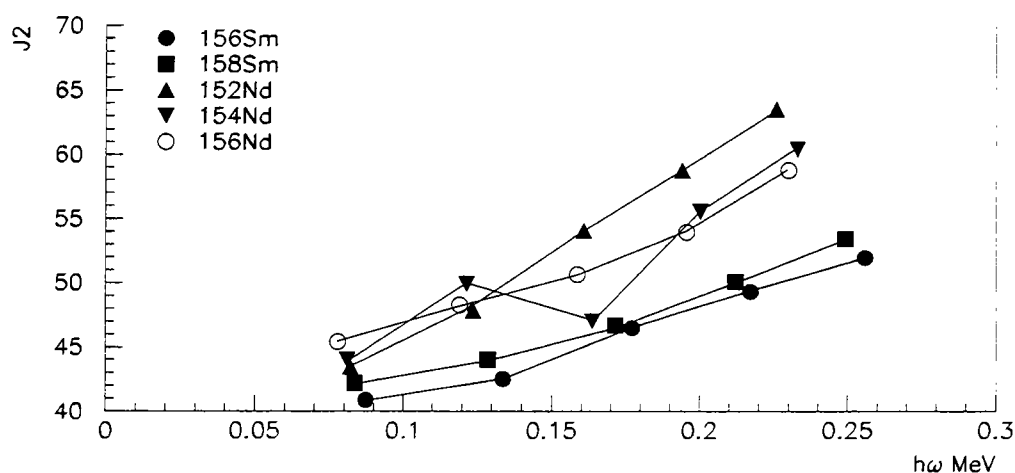


Figure IV.6 - Moment d'inertie tiré de la mesure des énergies des transitions  $\gamma$  de la bande rotationnelle fondamentale des noyaux  $^{152,154,156}\text{Nd}$  et  $^{156,158}\text{Sm}$ .

Cette variation soudaine du moment d'inertie dynamique de la bande rotationnelle fondamentale du  $^{154}\text{Nd}$  peut expliquer les intensités surprenantes des transitions  $\gamma$  désexcitant l'état isomérique. Il est possible que le comportement irrégulier du moment d'inertie  $J_2$  soit le symptôme d'un état  $4^+$  de configuration non pure, conduisant à un mauvais recouvrement de fonctions d'onde entre l'état isomérique et l'état  $4^+$ , et ainsi, à une très faible intensité de transition  $\gamma$ .



IV.2.2.3  $^{152}\text{Nd}$ 

Pour ce noyau, les états expérimentaux et les états calculés sont situés dans la gamme d'énergie entre 1,6 et 2,3 MeV. Une assignation de spin et de parité univoque des niveaux expérimentaux n'est pas possible, mais les densités d'états théoriques et expérimentales sont très similaires. Là encore, la détermination des spins des états isomériques du  $^{152}\text{Nd}$  est nécessaire pour donner la configuration de ces états.

## IV.3 Récapitulatif

Cette étude d'états isomériques dans les noyaux riches en neutrons produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  a conduit à la découverte expérimentale de 8 nouveaux états isomériques dans les noyaux  $^{104}\text{Mo}$ ,  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{146,147,148}\text{Ce}$  et  $^{152,154,156}\text{Nd}$ . Le travail présenté dans ce chapitre est focalisé sur les états isomériques des noyaux  $^{152,154,156}\text{Nd}$ .

La similitude des schémas de désexcitation de ces états isomériques avec les isotones  $^{156,158}\text{Sm}$  interprétés par [66, 65] comme des isomères K donne la présomption d'un isomérisme K dans les  $^{152,154,156}\text{Nd}$ . Cette présomption est renforcée par la mesure des facteurs de ralentissement  $F_W$ , dont la valeur est en accord avec la loi empirique de Rusinov :  $F_W = 10^{2(\Delta K - L)}$ , avec  $\Delta K = 5$  ou  $\Delta K = 4$  et  $L = 1$ .

Des calculs théoriques de structure nucléaire, utilisant la méthode Hartree - Fock - Bogolyubov avec l'interaction D1S de Gogny, tendent à confirmer cette présomption d'isomérisme K. Des états à deux quasi-particules  $K^\pi = 5^-$  et  $K^\pi = 4^-$  sont prédits par ces calculs. Ils ne reproduisent ni les états  $5^-$  neutrons interprétés par [66, 65] dans les noyaux  $^{156,158}\text{Sm}$ , ni la variation brutale des moments d'inertie de la bande rotationnelle du  $^{154}\text{Nd}$ .

Le tableau IV.13 présente un récapitulatif des configurations des états isomériques dans les noyaux  $^{154,156}\text{Nd}$  et  $^{156,158}\text{Sm}$  attribuées en se basant sur les calculs théoriques présentés dans ce chapitre.

Noyau	Etat isomérique		Calculs théoriques	
	Energie d'excitation (keV)	Durée de vie (ns)	$K^\pi$	Configuration
$^{158}\text{Sm}$	1278	115	$5^-$	$\pi [532]5/2 \otimes \pi [413]5/2$ ou $\nu [642]5/2 \otimes \nu [523]5/2$
$^{156}\text{Nd}$	1432	135	$5^-$	$\nu [642]5/2 \otimes \nu [523]5/2$
$^{154}\text{Nd}$	1348	> 1000	$4^-$	$\nu [642]5/2 \otimes \nu [521]3/2$
$^{156}\text{Sm}$	1398	165	$4^-?$	$\nu [642]5/2 \otimes \nu [521]3/2?$

Tableau IV.13 - Configurations des nouveaux états isomériques dans les noyaux  $^{154,156}\text{Nd}$  et  $^{156,158}\text{Sm}$ , établies par des calculs théoriques utilisant la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov avec l'interaction D1S de Gogny.

D'un point de vue expérimental, il n'a pas été possible de mesurer les spins et la parité de ces états isomériques, par manque de statistique (voir chapitre III). Il est nécessaire de mesurer les spins et les parités de ces états, pour pouvoir donner la configuration des états isomériques du  $^{152}\text{Nd}$ , ainsi que pour trancher entre l'interprétation de [66] dans le noyau  $^{156}\text{Sm}$  (état  $K^\pi = 5^-$  neutrons) et celle présentée dans ce chapitre (état  $K^\pi = 4^-$  neutrons). Cette mesure sera réalisée dans la prochaine expérience de fission du  $^{250}\text{Cf}$  induite par un faisceau  $^{12}\text{C}$  sur une cible de  $^{238}\text{U}$ , auprès du multidétecteur  $\gamma$  EUROBALL III.

## Conclusion

Au cours de ce travail, ont été étudiés les états isomériques dans les noyaux riches en neutrons produits par la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . Cette expérience a été menée auprès du multidétecteur EUROGAM phase II, couplé à un détecteur additionnel de fragments de fission original, SAPHIR phase 0, composé de cellules photovoltaïques. L'adjonction d'un détecteur additionnel à EUROGAM nous a permis de découvrir de nouveaux états isomériques dans les noyaux  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{104}\text{Mo}$ ,  $^{146,147,148}\text{Ce}$  et  $^{152,154,156}\text{Nd}$ .

Les états isomériques des noyaux  $^{152,154,156}\text{Nd}$  ont été plus particulièrement étudiés du fait de leur plus forte statistique. Leurs schémas de désexcitation similaires à ceux obtenus pour les isomères K des isotones  $^{156,158}\text{Sm}$  nous ont conduit à une confrontation des résultats expérimentaux avec des calculs théoriques de champ moyen Hartree-Fock-Bogolyubov avec l'interaction effective DIS de Gogny faisant intervenir des excitations à deux quasi-particules. Les calculs reproduisent bien les énergies d'excitation des états nucléaires expérimentaux, qu'ils soient isomériques ou non. La confrontation expérience-théorie permet donc de conforter l'hypothèse que les noyaux  $^{154,156}\text{Nd}$  sont des isomères K.

- $^{156}\text{Nd}$  : l'état isomérique mis à jour d'énergie d'excitation 1432 keV et de durée de vie 135 ns est interprété comme un isomère K  $5^-$  neutrons,
- $^{154}\text{Nd}$  : l'état isomérique observé d'énergie d'excitation 1348 keV et de durée de vie supérieure à 1  $\mu\text{s}$  est interprété comme un isomère K  $4^-$  neutrons,
- $^{158}\text{Sm}$  : l'état isomérique expérimental d'énergie d'excitation 1278 keV et de durée de vie 115 ns est interprété comme un isomère K  $5^-$  neutrons ou protons,
- $^{156}\text{Sm}$  : l'état isomérique mesuré d'énergie d'excitation 1398 keV et de durée de vie 165 ns pourrait s'interpréter comme un isomère K,  $4^-$  neutrons.

L'interprétation de ce dernier état isomérique pose problème car une interprétation antérieure différente avait été donnée (état  $5^-$  neutrons) [66]. De plus, les états isomériques dans le noyau  $^{152}\text{Nd}$  n'ont pas pu être interprétés, par manque d'informations expérimentales (spins et parités de ces états). Une étude de détermination des spins de ces états par mesure de corrélation angulaire de rayonnement  $\gamma$  retardé a été menée et a montré que l'état initial est non orienté, ce qui conduit à un effet très faible à mesurer, non visible

dans cette expérience, par manque de statistique.

Cette toute première expérience utilisant EUROGAM II couplé à un détecteur additionnel de fission, SAPHIR 0, a montré la faisabilité de l'utilisation d'un tel couplage, ainsi que les possibilités de mesures expérimentales futures : mesures de corrélations angulaires de rayonnements  $\gamma$  retardés possibles avec une statistique importante, sélection en masse de fragments de fission émetteurs de raies  $\gamma$  et correction Doppler des raies  $\gamma$  promptes possibles si l'ouverture angulaire des cellules est faible. Le nombre important de rayonnements  $\gamma$  retardés observés, mais non assignés à un noyau émetteur, ouvre un large champ d'expériences prometteuses.

En effet, une centaine de tels nouveaux rayonnements  $\gamma$  ont été mis à jour, principalement dans un domaine d'énergie supérieur à 400 keV. L'assignation de ces transitions  $\gamma$  retardées à un noyau émetteur permettrait de découvrir un grand nombre de nouveaux états isomériques dans des noyaux riches en neutrons et de compléter notre connaissance de la matière nucléaire riche en neutrons. L'énorme quantité de données expérimentales recueillies mais incomplètes conduit tout naturellement à la préparation d'autres expériences.

L'utilisation de 2 cellules photovoltaïques (SAPHIR 0) pour détecter les fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  fait partie d'un vaste programme d'utilisation de cellules photovoltaïques aboutissant à la réalisation d'un multidétecteur  $4\pi$  de fragments de fission : SAPHIR. Une phase supplémentaire de SAPHIR, à 32 cellules, sera utilisée auprès d'EUROBALL III, lors d'une expérience de la fission du  $^{250}\text{Cf}$  induite par  $^{12}\text{C}$  sur une cible de  $^{238}\text{U}$ , dont le but est, non seulement de mesurer les rayonnements  $\gamma$  retardés mais aussi les rayonnements  $\gamma$  prompts émis par les fragments de fission.

Cette étude de l'isomérisme nucléaire dans des noyaux riches en neutrons ouvre des perspectives sur les noyaux situés encore plus loin de la vallée de stabilité. La possibilité de produire des faisceaux radioactifs, par exemple avec SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne) au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) de Caen, ouvre des perspectives enthousiasmantes sur la structure de ces noyaux très exotiques, notamment en utilisant le futur multidétecteur  $\gamma$  EXOGAM, couplé avec SAPHIR.

L'étude de l'isomérisme nucléaire présentée dans ce travail a montré le grand intérêt des états isomériques, tant du point de vue expérimental que théorique. Il serait souhaitable qu'elle puisse donner un nouvel élan pour la mise au point de calculs théoriques de durées de vie d'états nucléaires.

## Annexe A

# Angles pour chaque couple de détecteurs d'EUROGAM II

Les détecteurs numérotés de 1 à 30 correspondent aux détecteurs gros volume et les détecteurs trèfles sont numérotés de 31 à 54.

Angle (deg)	Couples de détecteurs			
$\theta = 0.00$	31- 44	32- 43	37- 50	38- 49
	36- 47	41- 54	42- 53	35- 48
	33- 46	34- 45	11- 16	13- 18
	6- 21	8- 23	39- 52	40- 51
	15- 20	10- 25	7- 22	12- 17
	14- 19	9- 24		
$\theta = 13.53$	4- 27	5- 28	1- 28	2- 29
	3- 26	3- 30	1- 29	5- 27
	4- 26	2- 30		
$\theta = 25.84$	9- 30	7- 29	14- 28	12- 27
	8- 30	11- 26	15- 28	13- 27
	10- 26	6- 29	3- 10	5- 14
	2- 8	1- 6	4- 12	1- 15
	2- 7	5- 13	20- 28	25- 26
	4- 11	3- 9	16- 26	17- 27
	18- 27	23- 30	24- 30	19- 28
	21- 29	22- 29	2- 22	3- 24
	4- 17	1- 21	5- 19	3- 25
	2- 23	4- 16	1- 20	5- 18
$\theta = 25.86$	14- 15	10- 24	14- 20	12- 13
	12- 18	8- 9	8- 22	6- 15
	22- 23	24- 25	10- 11	9- 10
	9- 23	6- 7	7- 8	11- 25
	15- 21	13- 19	13- 17	16- 25
	18- 19	7- 23	11- 17	7- 21
	20- 21	9- 25	17- 18	10- 16
	6- 20	16- 17	15- 19	11- 12

suite page suivante

138 Annexe A. Angles pour chaque couple de détecteurs d'EUROGAM II

suite de la page précédente				
Angle (deg)	Couples de détecteurs			
	19- 20 6- 22	13- 14 12- 16	8- 24 23- 24	14- 18 21- 22
$\theta = 25.89$	1- 5 2- 3 29- 30	4- 5 26- 30 27- 28	3- 4 26- 27	1- 2 28- 29
$\theta = 29.00$	36- 48 38- 50 41- 42 43- 44 53- 54 35- 47	32- 44 42- 54 35- 36 45- 46 47- 48 37- 49	40- 52 33- 34 39- 40 49- 50 39- 51 41- 53	34- 46 31- 32 37- 38 51- 52 33- 45 31- 43
$\theta = 29.02$	32- 54 41- 52 31- 42 48- 50 52- 54 38- 47 37- 39 38- 40 34- 47 39- 41 31- 46 37- 52	31- 53 36- 45 32- 41 41- 43 46- 48 36- 49 31- 33 33- 44 36- 38 43- 45 44- 46 38- 51	44- 53 35- 46 42- 44 45- 47 34- 36 35- 50 34- 43 33- 48 40- 49 32- 45 40- 53 50- 52	42- 51 43- 54 47- 49 51- 53 37- 48 33- 35 35- 37 39- 50 32- 34 40- 42 39- 54 49- 51
$\theta = 29.21$	16- 43 21- 44 11- 43 6- 44	21- 31 16- 32 10- 41 15- 42	25- 41 25- 54 15- 53 11- 32	20- 53 20- 42 6- 31 10- 54
$\theta = 30.10$	24- 39 19- 51 12- 45 7- 33	17- 45 24- 52 9- 39 7- 46	22- 33 17- 34 14- 40 9- 52	22- 46 19- 40 14- 51 12- 34
$\theta = 31.80$	18- 47 18- 38 13- 49 13- 38	18- 49 23- 48 8- 37 8- 50	23- 35 23- 50 13- 47 13- 36	23- 37 18- 36 8- 35 8- 48
$\theta = 34.19$	22- 35 17- 36 24- 50 9- 50	17- 47 19- 49 12- 36 7- 48	22- 48 24- 37 7- 35 14- 49	19- 38 9- 37 12- 47 14- 38
$\theta = 35.91$	4- 30 3- 27 4- 28	5- 29 3- 29 5- 26	2- 26 1- 30	2- 28 1- 27
$\theta = 36.89$	10- 30 6- 28 1- 14 1- 7	15- 29 13- 28 4- 13 12- 26	7- 30 5- 12 3- 11 3- 8	8- 29 11- 27 9- 26 14- 27
suite page suivante				

suite de la page précédente				
Angle (deg)	Couples de détecteurs			
	5- 15	2- 6	2- 9	4- 10
	25- 30	24- 26	19- 27	17- 26
	23- 29	5- 20	3- 16	22- 30
	16- 27	21- 28	18- 28	5- 17
	2- 21	1- 19	4- 18	20- 29
	4- 25	2- 24	3- 23	1- 22
$\theta = 37.12$	20- 51	25- 52	20- 40	16- 34
	10- 52	16- 45	25- 39	21- 33
	15- 51	10- 39	21- 46	6- 33
	11- 34	15- 40	6- 46	11- 45
$\theta = 40.48$	21- 53	16- 41	21- 42	16- 54
	25- 32	11- 41	6- 53	25- 43
	20- 31	15- 31	11- 54	20- 44
	10- 43	6- 42	15- 44	10- 32
$\theta = 41.49$	36- 46	44- 54	42- 52	45- 48
	46- 47	32- 42	41- 44	41- 51
	47- 50	48- 49	35- 45	43- 53
	36- 50	31- 54	42- 43	32- 53
	51- 54	52- 53	38- 48	34- 44
	35- 38	33- 36	40- 50	34- 35
	31- 41	34- 48	32- 33	36- 37
	31- 34	37- 47	35- 49	32- 46
	33- 47	33- 43	38- 39	37- 40
	39- 42	44- 45	39- 49	40- 41
	43- 46	40- 54	49- 52	31- 45
	39- 53	38- 52	50- 51	37- 51
$\theta = 42.50$	2- 5	2- 4	1- 3	1- 4
	3- 5	27- 30	26- 28	28- 30
	26- 29	27- 29		
$\theta = 44.15$	17- 43	24- 41	17- 32	24- 54
	22- 31	14- 53	14- 42	19- 53
	22- 44	19- 42	7- 31	7- 44
	12- 43	9- 41	9- 54	12- 32
$\theta = 44.80$	5- 30	1- 26	4- 29	3- 28
	2- 27			
$\theta = 48.05$	23- 46	18- 45	23- 39	8- 46
	18- 34	23- 33	13- 45	8- 39
	18- 40	8- 33	18- 51	13- 34
	23- 52	13- 40	13- 51	8- 52
$\theta = 50.38$	6- 14	12- 19	12- 14	14- 21
	7- 9	8- 10	9- 22	6- 8
	9- 11	13- 15	11- 24	7- 15
	11- 13	10- 23	13- 20	11- 18
	10- 17	8- 25	8- 21	6- 19
	9- 16	7- 20	15- 18	17- 19
	10- 12	16- 24	6- 23	13- 16
suite page suivante				

suite de la page précédente				
Angle (deg)	Couples de détecteurs			
	15- 22	23- 25	12- 25	16- 18
	14- 17	21- 23	18- 20	7- 24
	22- 24	17- 25	19- 21	20- 22
	1- 13	9- 29	5- 11	3- 7
	2- 15	1- 8	2- 10	5- 6
	3- 12	10- 27	7- 28	8- 26
	12- 28	11- 30	4- 9	6- 30
	14- 29	15- 27	4- 14	13- 26
	3- 22	4- 19	4- 24	1- 18
	5- 21	3- 17	1- 23	2- 25
	5- 16	16- 30	2- 20	25- 27
	23- 26	17- 28	22- 28	20- 27
	21- 30	24- 29	18- 26	19- 29
$\theta = 52.13$	22- 37	19- 47	12- 49	22- 50
	17- 38	12- 38	17- 49	19- 36
	9- 35	7- 37	24- 35	24- 48
	9- 48	7- 50	14- 47	14- 36
$\theta = 53.14$	27- 47	27- 36	30- 37	30- 50
	2- 35	2- 48	5- 38	5- 49
$\theta = 53.42$	28- 51	29- 33	28- 40	29- 46
	4- 45	3- 39	3- 52	4- 34
$\theta = 54.00$	26- 41	26- 43	26- 54	26- 32
	1- 53	1- 31	1- 42	1- 44
$\theta = 54.84$	28- 42	29- 31	28- 53	29- 44
	3- 41	3- 54	4- 43	4- 32
$\theta = 55.93$	30- 39	27- 45	27- 34	30- 52
	2- 33	5- 40	5- 51	2- 46
$\theta = 56.32$	10- 37	6- 35	21- 35	20- 49
	20- 38	16- 36	15- 38	25- 37
	11- 47	16- 47	6- 48	25- 50
	10- 50	21- 48	15- 49	11- 36
$\theta = 57.26$	30- 35	27- 38	27- 49	2- 37
	30- 48	5- 36	5- 47	2- 50
$\theta = 57.90$	31- 51	44- 51	32- 52	43- 52
	33- 53	38- 45	46- 50	37- 46
	33- 42	45- 49	34- 54	46- 53
	33- 37	41- 45	36- 43	35- 39
	35- 44	31- 40	40- 47	32- 36
	34- 38	34- 49	39- 43	39- 48
	45- 54	34- 41	32- 39	33- 50
	43- 47	44- 48	42- 46	40- 44
	36- 40	31- 35	38- 42	31- 48
	37- 54	38- 53	47- 51	32- 47
	41- 50	42- 49	37- 41	49- 53
	36- 51	35- 52	50- 54	48- 52
$\theta = 58.16$	16- 44	20- 54	25- 42	20- 41
suite page suivante				



suite de la page précédente				
Angle (deg)	Couples de détecteurs			
	21- 32 6- 32 15- 41	21- 43 11- 44 10- 42	16- 31 15- 54 6- 43	25- 53 10- 53 11- 31
$\theta = 58.68$	17- 46 22- 34 7- 34 12- 33	24- 40 19- 52 14- 52 9- 51	17- 33 24- 51 9- 40 7- 45	22- 45 19- 39 12- 46 14- 39
$\theta = 58.79$	29- 35 4- 47	28- 38 3- 50	29- 48 4- 36	28- 49 3- 37
$\theta = 59.70$	18- 48 23- 49 13- 48 8- 49	23- 38 18- 37 8- 38 13- 50	18- 50 23- 47 8- 47 13- 37	23- 36 18- 35 8- 36 13- 35
$\theta = 60.50$	26- 52 1- 40	26- 39 1- 51	26- 34 1- 33	26- 45 1- 46
$\theta = 60.60$	16- 52 11- 39 20- 33 6- 40	21- 51 21- 40 10- 34 10- 45	6- 51 16- 39 25- 45 20- 46	11- 52 15- 33 25- 34 15- 46
$\theta = 61.19$	22- 36 17- 48 24- 49 12- 35	24- 38 19- 37 7- 36 9- 38	19- 50 22- 47 9- 49 14- 50	17- 35 12- 48 7- 47 14- 37
$\theta = 61.62$	5- 7 3- 6 3- 13 9- 27 3- 18 7- 26 1- 17 25- 29 18- 29 19- 26	4- 8 5- 10 1- 9 4- 20 2- 19 11- 28 24- 27 14- 26 17- 30 22- 26	4- 15 2- 11 12- 30 8- 28 10- 29 13- 29 1- 24 4- 23 23- 28 21- 27	1- 12 2- 14 15- 30 2- 16 5- 25 6- 27 5- 22 3- 21 16- 28 20- 30
$\theta = 62.38$	29- 53 3- 43	28- 31 4- 41	29- 42 4- 54	28- 44 3- 32
$\theta = 63.13$	20- 52 21- 34 10- 51 11- 46	25- 51 16- 33 10- 40 11- 33	25- 40 20- 39 21- 45 6- 45	16- 46 15- 52 6- 34 15- 39
$\theta = 64.38$	30- 41 27- 32	27- 43 5- 53	30- 54 2- 44	2- 31 5- 42
$\theta = 64.92$	24- 43 7- 42 17- 41 19- 44	14- 31 24- 32 19- 31 12- 41	7- 53 14- 44 22- 42 12- 54	17- 54 22- 53 9- 32 9- 43
$\theta = 65.46$	21- 54	16- 42	16- 53	21- 41
suite page suivante				

suite de la page précédente				
Angle (deg)	Couples de détecteurs			
	20- 32	25- 44	20- 43	25- 31
	6- 41	11- 42	15- 32	11- 53
	6- 54	10- 31	10- 44	15- 43
$\theta = 66.05$	43- 51	33- 54	37- 45	38- 46
	45- 50	31- 52	44- 52	34- 53
	46- 49	34- 42	32- 51	32- 40
	41- 46	39- 44	40- 48	36- 39
	32- 35	43- 48	33- 49	45- 53
	36- 44	31- 47	42- 45	31- 36
	33- 38	44- 47	46- 54	35- 43
	34- 50	40- 43	32- 48	34- 37
	49- 54	38- 54	31- 39	42- 50
	41- 49	35- 40	33- 41	38- 41
	37- 42	39- 47	36- 52	48- 51
	50- 53	47- 52	37- 53	35- 51
$\theta = 66.49$	27- 40	30- 33	5- 45	27- 51
	30- 46	2- 39	5- 34	2- 52
$\theta = 67.97$	5- 8	2- 12	3- 14	2- 13
	1- 10	4- 6	1- 11	3- 15
	4- 7	14- 30	9- 28	12- 29
	5- 9	8- 27	2- 18	1- 25
	15- 26	6- 26	4- 21	4- 22
	3- 19	5- 23	13- 30	5- 24
	3- 20	1- 16	7- 27	10- 28
	11- 29	2- 17	22- 27	21- 26
	16- 29	23- 27	19- 30	24- 28
	17- 29	20- 26	18- 30	25- 28
$\theta = 68.15$	17- 44	24- 42	19- 54	24- 53
	22- 32	17- 31	19- 41	22- 43
	12- 31	14- 54	12- 44	7- 32
	7- 43	14- 41	9- 42	9- 53
$\theta = 68.67$	29- 50	4- 49	29- 37	28- 47
	3- 35	3- 48	28- 36	4- 38
$\theta = 69.26$	23- 44	13- 42	13- 43	13- 53
	8- 31	18- 53	23- 31	13- 32
	8- 41	18- 42	18- 43	8- 44
	18- 32	23- 41	23- 54	8- 54
$\theta = 70.91$	1- 35	26- 37	26- 47	26- 36
	1- 48	1- 49	26- 50	1- 38
$\theta = 71.15$	18- 46	23- 45	23- 40	23- 34
	13- 46	18- 39	23- 51	18- 33
	8- 45	18- 52	13- 33	8- 34
	8- 40	8- 51	13- 39	13- 52
$\theta = 71.73$	8- 11	6- 13	12- 15	7- 10
	7- 14	6- 9	9- 12	11- 19
	12- 20	12- 24	14- 22	15- 23
suite page suivante				

suite de la page précédente				
Angle (deg)	Couples de détecteurs			
	8- 15	10- 18	10- 22	9- 21
	6- 18	11- 14	7- 25	10- 13
	15- 17	13- 25	8- 16	22- 25
	8- 20	14- 16	7- 19	17- 24
	6- 24	11- 23	9- 17	13- 21
	20- 23	18- 25	16- 19	17- 20
	19- 22	16- 23	18- 21	21- 24
$\theta = 73.19$	29- 51	28- 33	3- 45	4- 52
	4- 39	28- 46	3- 34	29- 40
$\theta = 73.60$	7- 39	12- 40	9- 33	9- 46
	19- 34	19- 45	22- 39	17- 40
	14- 45	22- 52	12- 51	7- 52
	24- 33	24- 46	17- 51	14- 34
$\theta = 74.42$	17- 50	19- 48	22- 49	17- 37
	22- 38	19- 35	24- 36	24- 47
	9- 36	7- 49	12- 37	12- 50
	7- 38	14- 48	9- 47	14- 35
$\theta = 75.48$	2- 53	30- 43	27- 54	27- 41
	2- 42	5- 31	30- 32	5- 44
$\theta = 77.75$	30- 44	2- 41	27- 53	30- 31
	2- 54	5- 43	5- 32	27- 42
$\theta = 77.92$	6- 37	10- 48	11- 49	15- 36
	21- 37	11- 38	25- 48	20- 47
	20- 36	16- 38	6- 50	16- 49
	10- 35	15- 47	21- 50	25- 35
$\theta = 77.93$	21- 36	20- 50	20- 37	11- 48
	15- 50	16- 48	10- 38	25- 49
	6- 47	6- 36	25- 38	10- 49
	11- 35	16- 35	21- 47	15- 37
$\theta = 79.99$	3- 33	4- 51	4- 40	28- 34
	29- 52	29- 39	3- 46	28- 45
$\theta = 81.63$	16- 51	21- 52	16- 40	20- 34
	6- 39	20- 45	11- 40	25- 33
	10- 33	21- 39	25- 46	11- 51
	15- 34	6- 52	10- 46	15- 45
$\theta = 82.13$	30- 38	27- 35	30- 49	5- 50
	2- 36	27- 48	5- 37	2- 47
$\theta = 82.18$	26- 48	1- 37	26- 38	1- 36
	26- 49	26- 35	1- 47	1- 50
	15- 48	6- 38	11- 37	11- 50
	10- 36	6- 49	15- 35	20- 48
	21- 49	25- 47	16- 37	21- 38
	16- 50	10- 47	20- 35	25- 36
$\theta = 82.36$	28- 52	29- 34	4- 33	4- 46
	3- 40	28- 39	29- 45	3- 51
$\theta = 82.83$	26- 53	26- 42	26- 31	26- 44
suite page suivante				

suite de la page précédente				
Angle (deg)	Couples de détecteurs			
	1- 32	1- 54	1- 43	1- 41
$\theta = 83.52$	3- 42 28- 54	3- 53 29- 43	29- 32 4- 31	28- 41 4- 44
$\theta = 84.30$	3- 36 4- 50	4- 37 29- 38	3- 47 28- 35	29- 49 28- 48
$\theta = 84.42$	27- 46 27- 33	30- 51 30- 40	2- 45 5- 39	5- 52 2- 34
$\theta = 85.49$	17- 42 9- 31 19- 43 22- 54	17- 53 7- 54 24- 31 7- 41	12- 42 19- 32 14- 43 9- 44	14- 32 24- 44 22- 41 12- 53
$\theta = 85.53$	27- 37 2- 38	30- 36 30- 47	5- 35 5- 48	27- 50 2- 49
$\theta = 86.33$	27- 52 5- 46	30- 34 2- 40	5- 33 27- 39	30- 45 2- 51
$\theta = 86.39$	9- 34 17- 52 14- 46 19- 46	7- 51 22- 51 7- 40 17- 39	12- 39 9- 45 24- 45 24- 34	12- 52 14- 33 22- 40 19- 33
$\theta = 86.41$	36- 54 35- 53 35- 54 31- 38 37- 44 35- 42 43- 50 48- 54 41- 47 44- 50 34- 40 31- 49	34- 52 45- 51 33- 40 46- 51 33- 52 32- 37 32- 38 32- 50 41- 48 34- 51 36- 53 47- 53	42- 48 45- 52 40- 45 46- 52 36- 41 47- 54 32- 49 39- 45 31- 50 31- 37 38- 43 35- 41	33- 39 42- 47 40- 46 33- 51 36- 42 43- 49 48- 53 39- 46 44- 49 34- 39 38- 44 37- 43
$\theta = 86.83$	4- 48 4- 35	28- 50 3- 49	29- 36 28- 37	29- 47 3- 38
$\theta = 87.06$	11- 20 14- 25 15- 16 6- 12 15- 24 10- 21 11- 15 17- 23 16- 20 19- 25	18- 22 9- 20 7- 16 8- 17 6- 25 16- 22 9- 15 9- 18 20- 24 18- 24	21- 25 6- 10 8- 12 10- 14 9- 13 13- 22 7- 11 12- 21 17- 21 14- 23	11- 22 6- 17 7- 18 8- 19 10- 19 13- 24 7- 13 12- 23 19- 23 8- 14
$\theta = 87.20$	17- 22 9- 19 8- 18	19- 24 13- 23 10- 20	18- 23 14- 24 12- 22	16- 21 15- 25 9- 14
suite page suivante				

suite de la page précédente				
Angle (deg)	Couples de détecteurs			
	8- 13	7- 12	10- 15	20- 25
	6- 11	7- 17	6- 16	11- 21
$\theta = 88.25$	5- 41	2- 43	30- 53	27- 31
	27- 44	5- 54	2- 32	30- 42
$\theta = 88.32$	1- 39	26- 46	26- 40	1- 34
	1- 45	1- 52	26- 51	26- 33
$\theta = 89.50$	8- 43	13- 54	23- 42	23- 43
	8- 53	23- 32	13- 41	13- 31
	8- 32	13- 44	8- 42	18- 31
	18- 41	23- 53	18- 44	18- 54
$\theta = 89.96$	3- 44	4- 53	3- 31	29- 54
	4- 42	29- 41	28- 32	28- 43

## Annexe B

### Rayonnements $\gamma$ retardés

Le tableau suivant répertorie les rayonnements  $\gamma$  retardés observés dans les fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ : énergie, fragment émetteur, intensité pour 100 fissions détectées, durée de vie, transition. Les intensités sont corrigées de l'efficacité relative. La notation *faible intensité* correspond à une intensité de rayonnement  $\gamma$  trop faible pour pouvoir mesurer la période de l'état nucléaire isomérique. La notation *multiplet* correspond à une énergie de rayonnement  $\gamma$  commune à plusieurs noyaux, indiscernables en coïncidences  $\gamma$  doubles. La notation *N* correspond à une nouvelle transition  $\gamma$  mise à jour dans ce travail.

Energie $\gamma$ (keV)	Noyau	Intensité (x10 000) pour 100 fissions	Durée de vie (ns)	Transition
35	$^{108}\text{Tc}$	multiplet	-	
47	$^{146}\text{La}$	4	faible intensité	
50	$^{135}\text{Te}$	0,006	faible intensité	
62	$^{111}\text{Ru}$	0,2	faible intensité	
67	$^{156}\text{Nd}$	multiplet	-	$2^+ \rightarrow 0^+$
70	$^{108}\text{Tc}$	2	faible intensité	
71	$^{154}\text{Nd}$	0,2	faible intensité	$2^+ \rightarrow 0^+$
72	$^{152}\text{Nd}$	multiplet	-	$2^+ \rightarrow 0^+$
72	$^{158}\text{Sm}$	multiplet	-	$2^+ \rightarrow 0^+$
75	$^{111}\text{Ru}$	0,2	faible intensité	
76	$^{156}\text{Sm}$	multiplet	-	$2^+ \rightarrow 0^+$
78	$^{132}\text{Sb}$	0,7	faible intensité	
81	$^{146}\text{La}$	multiplet	-	
81	$^{108}\text{Tc}$	multiplet	-	
82	$^{146}\text{La}$	2	faible intensité	$? \rightarrow 2^-$
suite page suivante				

suite de la page précédente				
Energie $\gamma$ (keV)	Noyau	Intensité pour 100 fissions (x10 000)	Durée de vie (ns)	Transition
85	<sup>132</sup> Sb	0,6	faible intensité	3 <sup>+</sup> → 4 <sup>+</sup>
86	<sup>108</sup> Tc	5	faible intensité	
89	<sup>130</sup> Sn	2	60 ± 2	(5 <sup>-</sup> ) → (4 <sup>+</sup> )
90	<sup>108</sup> Tc	4	faible intensité	
91	<sup>132</sup> Sb	multiplet	-	
96	<sup>130</sup> Sn?	1	faible intensité	
98	<sup>101</sup> Zr	2	faible intensité	(5/2 <sup>+</sup> ) → (3/2 <sup>+</sup> )
100	<sup>98</sup> Y	2	> 1 $\mu$ s	
102	<sup>103</sup> Mo	multiplet	-	(5/2 <sup>+</sup> ) → (3/2 <sup>+</sup> )
103	<sup>132</sup> Te	multiplet	-	6 <sup>+</sup> → 4 <sup>+</sup>
103	<sup>111</sup> Ru	multiplet	-	
104	<sup>101</sup> Zr	multiplet	-	(7/2 <sup>-</sup> ) → (5/2 <sup>-</sup> )
104	<sup>146</sup> La	multiplet	-	
106	<sup>108</sup> Tc	2	169 ± 34	
109	<sup>91</sup> Rb	2	faible intensité	(5/2 <sup>-</sup> ) → 3/2 <sup>-</sup>
110	<sup>98</sup> Y	0,1	> 1 $\mu$ s	
112	<sup>103</sup> Mo	multiplet	23 ± 3 246 ± 26	(7/2 <sup>-</sup> ) → (7/2 <sup>+</sup> )
115	<sup>134</sup> Te	48	165 ± 3	6 <sup>+</sup> → 4 <sup>+</sup>
117	<sup>147</sup> Ce	5	41 ± 2	? → (5/2 <sup>-</sup> ), N
119	<sup>108</sup> Tc	multiplet	-	
119	<sup>101</sup> Zr	multiplet	-	(5/2 <sup>-</sup> ) → (5/2 <sup>+</sup> )
121	<sup>99</sup> Zr	multiplet	373 ± 19	(3/2 <sup>+</sup> ) → (1/2 <sup>+</sup> )
121	<sup>98</sup> Y	multiplet	> 1 $\mu$ s	
122	<sup>108</sup> Tc	0,9	faible intensité	
125	<sup>134</sup> Sb	6	141 ± 4	
129	<sup>146</sup> La	0,09	faible intensité	
130	<sup>146</sup> La	multiplet	-	
130	<sup>99</sup> Zr	multiplet	342 ± 20	(7/2 <sup>+</sup> ) → (3/2 <sup>+</sup> )
130	<sup>98</sup> Y	multiplet	> 1 $\mu$ s	
132	<sup>132</sup> Sn	0,7	faible intensité	
134	<sup>101</sup> Zr	0,7	faible intensité	(7/2 <sup>+</sup> ) → (5/2 <sup>+</sup> )
139	<sup>103</sup> Mo	multiplet	-	(7/2 <sup>+</sup> ) → (5/2 <sup>+</sup> )
141	<sup>97</sup> Sr	multiplet	-	7/2 <sup>+</sup> → 3/2 <sup>+</sup>
142	<sup>91</sup> Rb	0,7	faible intensité	11/2 <sup>+</sup> → 9/2 <sup>+</sup>
suite page suivante				

suite de la page précédente				
Energie $\gamma$ (keV)	Noyau	Intensité pour 100 fissions (x10 000)	Durée de vie (ns)	Transition
144	$^{103}\text{Mo}$	multiplet	-	$(11/2^-) \rightarrow (7/2^-)$
147	$^{101}\text{Zr}$	multiplet	-	$(9/2^-) \rightarrow (7/2^-)$
150	$^{132}\text{Te}$	multiplet	-	$7^- \rightarrow 6^+$
150	$^{111}\text{Ru}$	multiplet	$20 \pm 3$ $368 \pm 48$	
154	$^{108}\text{Tc}$	multiplet	$96 \pm 3$	
155	$^{156}\text{Nd}$	multiplet	-	$4^+ \rightarrow 2^+$
156	$^{98}\text{Y}$	2	faible intensité	
158	$^{131}\text{Sn}$	0,01	$304 \pm 28$	
158	$^{146}\text{La}$	2	$19 \pm 3$	
158	$^{148}\text{Ce}$	multiplet	-	$2^+ \rightarrow 0^+, \text{N}$
161	$^{97}\text{Zr}$	0,7	faible intensité	
163	$^{154}\text{Nd}$	multiplet	-	$4^+ \rightarrow 2^+$
163	$^{132}\text{Sb}$	multiplet	-	$5^+ \rightarrow 3^+$
164	$^{152}\text{Nd}$	7	faible intensité	$4^+ \rightarrow 2^+$
165	$^{111}\text{Ru}$	2	faible intensité	
167	$^{158}\text{Sm}$	multiplet	-	$4^+ \rightarrow 2^+$
167	$^{97}\text{Sr}$	multiplet	-	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$
171	$^{98}\text{Y}$	3	$> 1\mu\text{s}$	$2^- \rightarrow 0^-$
173	$^{131}\text{Sn}$	0,001	faible intensité	
174	$^{156}\text{Sm}$	3	faible intensité	$4^+ \rightarrow 2^+$
176	$^{108}\text{Tc}$	2	$121 \pm 4$	
182	$^{130}\text{Te}$	multiplet	-	$6^+ \rightarrow 4^+$
182	$^{134}\text{Te}$	6	$40 \pm 3$	$12^+ \rightarrow 10^+$
186	$^{98}\text{Y}$	0,8	$1046 \pm 300$	
192	$^{138}\text{Ba}$	0,5	$758 \pm 200$	$6^+ \rightarrow 4^+$
192	$^{99}\text{Zr}$	multiplet	-	$(5/2^+) \rightarrow (3/2^+)$
192	$^{104}\text{Mo}$	0,9	$58 \pm 6$	$2^+ \rightarrow 0^+$
197	$^{136}\text{Xe}$	0,4	faible intensité	$6^+ \rightarrow 4^+$
204	$^{152}\text{Nd}$	multiplet	-	N
204	$^{98}\text{Y}$	multiplet	-	$3^- \rightarrow 2^-$
204	$^{95}\text{Sr}$	0,3	$31 \pm 4$ $543 \pm 230$	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$
205	$^{146}\text{La}$	0,9	$30 \pm 3$	
216	$^{104}\text{Mo}$	0,7	$46 \pm 3$	
suite page suivante				



suite de la page précédente				
Energie $\gamma$ (keV)	Noyau	Intensité pour 100 fissions (x10 000)	Durée de vie (ns)	Transition
217	$^{101}\text{Zr}$	0,5	$46 \pm 3$	$(5/2^-) \rightarrow (3/2^+)$
221	$^{152}\text{Nd}$	1	faible intensité	N
223	$^{101}\text{Zr}$	0,2	$22 \pm 3$	$(7/2^-) \rightarrow (5/2^+)$
236	$^{101}\text{Zr}$	0,1	$20 \pm 3$ $324 \pm 88$	$(9/2^-) \rightarrow (7/2^+)$
238	$^{156}\text{Nd}$	multiplet	multiplet	$6^+ \rightarrow 4^+$
243	$^{154}\text{Nd}$	3	$> 1\mu\text{s}$	$6^+ \rightarrow 4^+$
247	$^{152}\text{Nd}$	7	$72 \pm 2$	$6^+ \rightarrow 4^+$
249	$^{108}\text{Tc}$	0,4	faible intensité	
251	$^{101}\text{Zr}$	0,3	faible intensité	$(9/2^-) \rightarrow (5/2^-)$
252	$^{103}\text{Mo}$	multiplet	$18 \pm 3$ $224 \pm 20$	$(7/2^-) \rightarrow (5/2^+)$
255	$^{152}\text{Nd}$	0,03	$69 \pm 3$	N
258	$^{158}\text{Sm}$	1	faible intensité	$6^+ \rightarrow 4^+$
259	$^{146}\text{Ce}$	0,3	$54 \pm 21$	$2^+ \rightarrow 0^+$
268	$^{156}\text{Sm}$	3	faible intensité	$6^+ \rightarrow 4^+$
283	$^{147}\text{Ce}$	3	$36 \pm 28$	N
286	$^{98}\text{Y}$	0,7	$19 \pm 3$	
295	$^{148}\text{Ce}$	0,5	faible intensité	$4^+ \rightarrow 2^+$ , N
297	$^{134}\text{Te}$	136	$161 \pm 3$	
300	$^{132}\text{Sn}$	0,01	faible intensité	
304	$^{152}\text{Nd}$	2	$77 \pm 3$	
314	$^{137}\text{Xe}$	2	faible intensité	
322	$^{152}\text{Nd}$	0,6	$86 \pm 3$	$8^+ \rightarrow 6^+$
325	$^{135}\text{Te}$	0,2	$572 \pm 12$	$(15/2)^- \rightarrow (11/2)^-$
331	$^{130}\text{Te}$	0,3	faible intensité	$7^- \rightarrow 6^+$
338	$^{152}\text{Nd}$	0,4	$91 \pm 3$	
342	$^{98}\text{Y}$	1	faible intensité	
352	$^{95}\text{Sr}$	0,5	$21 \pm 3$	$7/2^+ \rightarrow 3/2^+$
357	$^{111}\text{Ru}$	0,2	$23 \pm 4$	$11/2^- \rightarrow ?$
363	$^{146}\text{La}$	4	$16 \pm 3$	
375	$^{132}\text{Sn}$	0,007	faible intensité	$(4^+) \rightarrow 2^+$
381	$^{136}\text{Xe}$	0,6	$2830 \pm 1500$	$4^+ \rightarrow 2^+$
386	$^{152}\text{Nd}$	0,09	faible intensité	N
391	$^{130}\text{Sn}?$	6	faible intensité	
suite page suivante				

suite de la page précédente				
Energie $\gamma$ (keV)	Noyau	Intensité pour 100 fissions (x10 000)	Durée de vie (ns)	Transition
397	$^{144}\text{Ce}$	3	$20 \pm 3$ $270 \pm 27$	$2^+ \rightarrow 0^+$
400	$^{137}\text{Xe}$	1	faible intensité	
405	$^{99}\text{Zr}$	0,7	faible intensité	$(3/2^+) \rightarrow (7/2^+)$
410	$^{146}\text{Ce}$	0,1	faible intensité	$4^+ \rightarrow 2^+$
412	$^{91}\text{Rb}$	1	$16 \pm 3$	
463	$^{138}\text{Ba}$	0,5	faible intensité	$4^+ \rightarrow 2^+$
482	$^{148}\text{Ce}$	0,1	$88 \pm 11$	$(2^+) \rightarrow 4^+$
522	$^{134}\text{Te}$	multiplet	$30 \pm 5$	$10^+ \rightarrow 9^+$
522	$^{97}\text{Sr}$	multiplet	$515 \pm 110$	$11/2^+ \rightarrow 7/2^+$
535	$^{99}\text{Zr}$	0,4	période trop courte	$(3/2^+) \rightarrow (3/2^+)$
541	$^{144}\text{Ce}$	3	$20 \pm 6$ $243 \pm 27$	$4^+ \rightarrow 2^+$
542	$^{134}\text{Te}$	2	faible intensité	$9^+ \rightarrow 8^+$
595	$^{104}\text{Mo}$	0,3	faible intensité	
614	$^{91}\text{Rb}$	0,6	$15 \pm 2$	
620	$^{104}\text{Mo}$	0,7	$109 \pm 4$	$(2^+) \rightarrow 2^+$
650	$^{135}\text{Xe}$	6	$60 \pm 12$	$(11/2^+) \rightarrow (7/2^+) \text{ N}$
697	$^{132}\text{Te}$	3	$438 \pm 26$	$4^+ \rightarrow 2^+$
707	$^{134}\text{Te}$	8	faible intensité	$6^+ \rightarrow 6^+$
774	$^{130}\text{Sn}$	5	$53 \pm 5$	$(4^+) \rightarrow (2^+)$
781	$^{158}\text{Sm}$	0,2	faible intensité	$5^- \rightarrow 6^+$
794	$^{130}\text{Te}$	0,4	$148 \pm 6$	$4^+ \rightarrow 2^+$
836	$^{104}\text{Mo}$	0,1	faible intensité	N
839	$^{130}\text{Te}$	1	$16 \pm 3$ $208 \pm 26$	$2^+ \rightarrow 0^+$
870	$^{154}\text{Nd}$	0,02	$> 1\mu\text{s}$	N
880	$^{156}\text{Sm}$	2	$166 \pm 8$	$5^- \rightarrow 6^+$
926	$^{132}\text{Te}$	0,6	$> 1\mu\text{s}$	$(10^+) \rightarrow (6^+)$
972	$^{156}\text{Nd}$	2	$135 \pm 30$	N
974	$^{132}\text{Te}$	3	$133 \pm 5$	$2^+ \rightarrow 0^+$
1025	$^{91}\text{Rb}$	0,8	faible intensité	
1039	$^{158}\text{Sm}$	0,2	$115 \pm 20$	$5^- \rightarrow 4^+$
1064	$^{134}\text{Te}$	2	faible intensité	$10^+ \rightarrow 8^+$
1102	$^{97}\text{Zr}$	1	$150 \pm 7$	$(3/2^+) \rightarrow 1/2^+$
suite page suivante				

suite de la page précédente				
Energie $\gamma$ (keV)	Noyau	Intensité pour 100 fissions (x10 000)	Durée de vie (ns)	Transition
1113	$^{154}\text{Nd}$	0,003	$> 1\mu\text{s}$	N
1131	$^{135}\text{Xe}$	2	$36 \pm 8$	$(7/2^+) \rightarrow 3/2^+$ N
1148	$^{156}\text{Sm}$	4	$164 \pm 34$	$5^- \rightarrow 4^+$
1151	$^{134}\text{Sb}$	21	$101 \pm 3$	N
1168	$^{152}\text{Nd}$	0,03	faible intensité	N
1180	$^{135}\text{Te}$	1	$540 \pm 35$	$(11/2^- \rightarrow (7/2^-)$
1210	$^{156}\text{Nd}$	2	faible intensité	N
1220	$^{137}\text{Xe}$	2	$9.6 \pm 2$	$9/2^- \rightarrow 7/2^-$
1221	$^{130}\text{Sn}$	23	$58 \pm 2$	$(2^+) \rightarrow 0^+$
1279	$^{134}\text{Te}$	142	$161 \pm 3$	$2^+ \rightarrow 0^+$
1313	$^{136}\text{Xe}$	1	$1997 \pm 700$	$2^+ \rightarrow 0^+$
1416	$^{152}\text{Nd}$	0,7	$107 \pm 8$	N
1420	$^{152}\text{Nd}$	1	$81 \pm 3$	N
1435	$^{138}\text{Ba}$	0,5	$888 \pm 300$	$2^+ \rightarrow 0^+$
1436	$^{152}\text{Nd}$	1	$66 \pm 3$	N
1446	$^{152}\text{Nd}$	0,6	$76 \pm 3$	$4^- \rightarrow 4^+$
1554	$^{152}\text{Nd}$	0,6	faible intensité	N
1609	$^{134}\text{Te}$	1	faible intensité	$10^+ \rightarrow 9^-$
1615	$^{134}\text{Te}$	0,3	faible intensité	$9^- \rightarrow 6^+$
1738	$^{152}\text{Nd}$	0,03	faible intensité	
1758	$^{152}\text{Nd}$	1	$76 \pm 3$	N
(1769)	$^{146}\text{Ce}$	-	faible intensité	N
1901	$^{134}\text{Te}$	0,1	faible intensité	$7^- \rightarrow 6^+$
2322	$^{134}\text{Te}$	0,08	faible intensité	$9^- \rightarrow 6^+$
2867	$^{134}\text{Te}$	0,04	faible intensité	$8^+ \rightarrow 6^+$
4041	$^{132}\text{Sn}$	0,7	faible intensité	$2^+ \rightarrow 0^+$
4273	$^{131}\text{Sn}$	0,1	faible intensité	$? \rightarrow (11/2^-)$

## Annexe C

# Résultats expérimentaux sur les noyaux autres que les isotopes de Nd et Sm

### C.1 Un nouvel état isomérique dans le $^{135}\text{Xe}$

Cette expérience a permis de découvrir un nouvel état isomérique dans le  $^{135}\text{Xe}$ , d'énergie 1781 keV, se désexcitant par une transition  $\gamma$  de 650 keV (voir figure C.1). Ce rayonnement  $\gamma$  était déjà connu, mais sa durée de vie n'avait pas été mesurée.

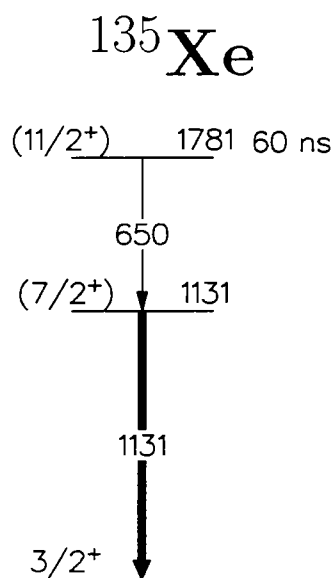


Figure C.1 - Schéma de niveaux partiel du  $^{135}\text{Xe}$ .

La durée de vie mesurée à partir du rayonnement d'énergie 650 keV est de  $60 \pm 12$  ns, et la mesure effectuée à partir de la transition d'énergie 1131 keV donne  $36 \pm 18$  ns.

ns. Les deux mesures sont en accord. Dans le paragraphe IV.1.2, seront discutées les multipolarités éventuelles de la transition d'énergie 650 keV.

## C.2 Nouveaux états isomériques dans $^{146,147,148}\text{Ce}$

Ces états et leur rayonnement de désexcitation  $\gamma$  ont déjà été observés antérieurement, mais leurs durées de vie n'avaient pas été mesurées. Ces trois isotopes de cerium ont des états isomériques de durées de vie inférieures à la centaine de nanosecondes (voir tableau C.1).

Noyau	Energie $\gamma$ (keV)	Durée de vie (ns)	Energie de l'état isomérique
$^{146}\text{Ce}$	259	$54 \pm 31$	2027 ou/et 669
$^{147}\text{Ce}$	117	$41 \pm 12$	401
	283	$36 \pm 38$	
$^{148}\text{Ce}$	482	$88 \pm 21$	936

Tableau C.1 - Durées de vie des états isomériques dans  $^{146,147,148}\text{Ce}$

Les schémas de niveaux partiels sont représentés sur la figure C.2.

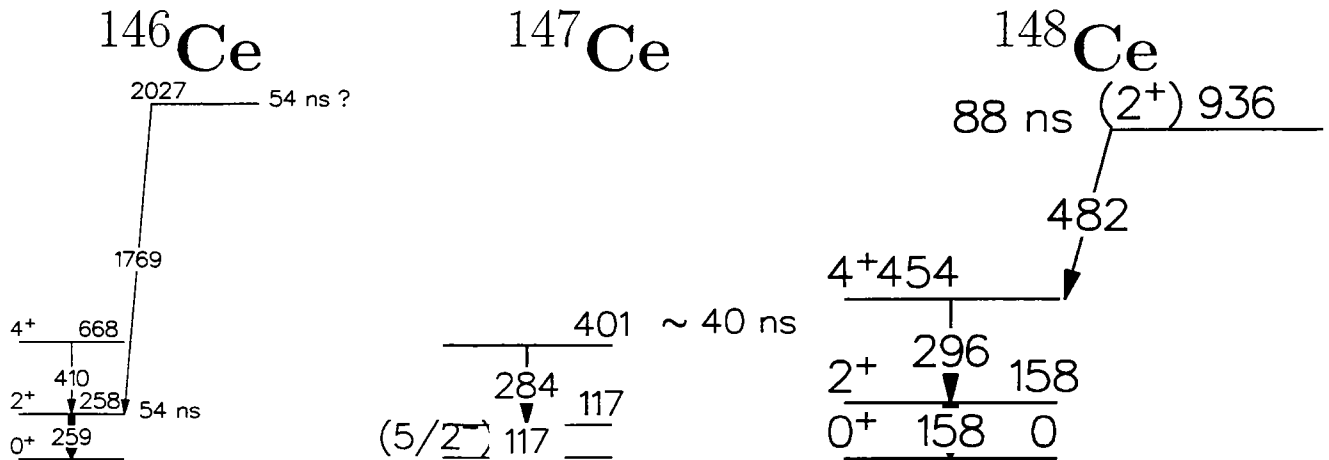


Tableau C.2 - Schémas de niveaux partiels des noyaux  $^{146,147,148}\text{Ce}$

Les mesures de durées de vie sont réalisées par mesure de l'intensité d'une transition  $\gamma$  au cours du temps (voir paragraphe III.4). Or, la faible intensité des transitions  $\gamma$  d'énergie 1769 et 410 keV de  $^{146}\text{Ce}$  ne permet pas de mesures de durées de vie, ce qui conduit à une indétermination sur l'énergie du ou des états isomériques.

Pour le noyau  $^{146}\text{Ce}$ , trois rayonnements  $\gamma$  retardés sont en coïncidence deux à deux (259 et 410 keV, 259 et 1769 keV), mais les faibles intensités des transitions d'énergie 410

et 1769 keV ne permettent pas d'affirmer qu'aucune transition ne connecte l'état d'énergie 2027 keV et l'état d'énergie 669 keV. La durée de vie n'a pu être mesurée que sur la transition d'énergie 259 keV et deux possibilités existent pour déterminer l'énergie du ou des états isomériques. Soit une ou plusieurs transitions très peu intenses existent bel et bien qui relient les états d'énergie 2027 keV et 669 keV, soit aucune transition n'est réellement présente. Dans le premier cas, la durée de vie mesurée sur la transition 259 keV est la durée de vie de l'état 2027 keV. Dans le deuxième cas, la durée de vie mesurée est la convolution de deux durées de vie, l'une pour l'état d'énergie 669 keV, l'autre pour l'état d'énergie 2027 keV. Une meilleure statistique est ainsi nécessaire pour lever cette ambiguïté.

### C.3 Un nouvel état isomérique dans le $^{104}\text{Mo}$

Le schéma de niveaux partiel du  $^{104}\text{Mo}$  est donné sur la figure C.2.

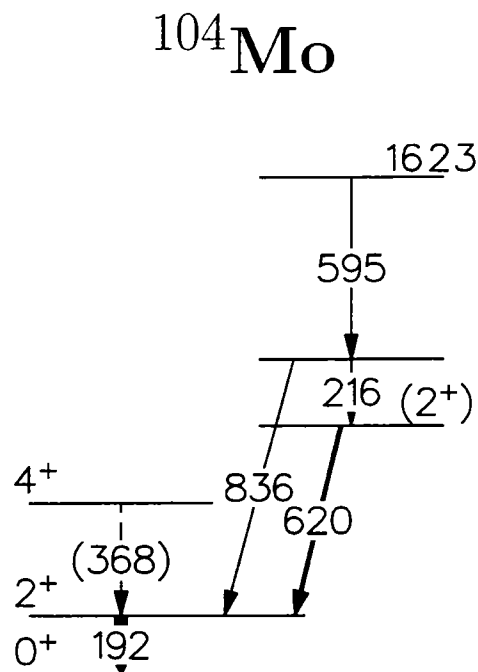


Figure C.2 - Schéma de niveaux partiel du  $^{104}\text{Mo}$ .

La durée de vie n'a pu être mesurée qu'à partir de la transition d'énergie 620 keV et une valeur de 109 ns a été obtenue. D'après le schéma de désexcitation, l'état isomérique serait l'état d'énergie 1623 keV. Des mesures complémentaires de durée de vie à partir des autres rayonnements  $\gamma$  de la cascade sont nécessaires pour pouvoir l'affirmer.

### C.4 Récapitulatif des l'ensemble des schémas de niveaux élaborés

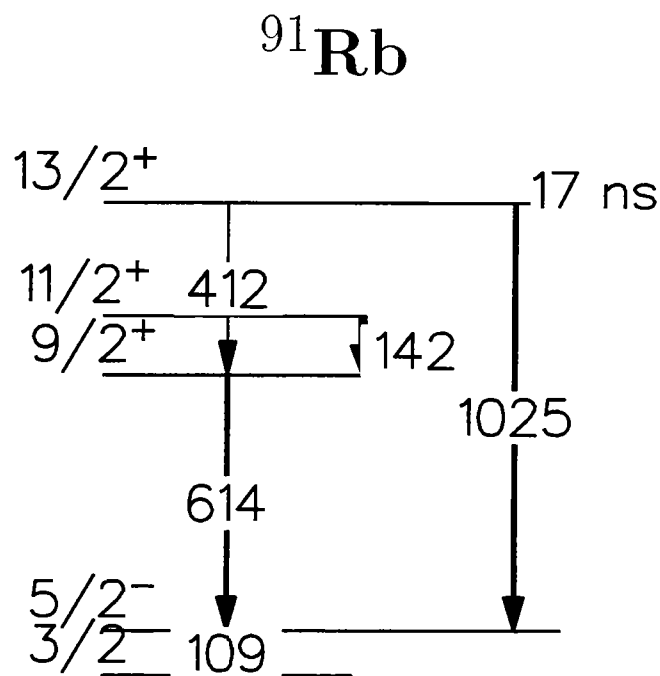


Figure C.3 - Schéma de niveaux partiel du  $^{91}\text{Rb}$ .

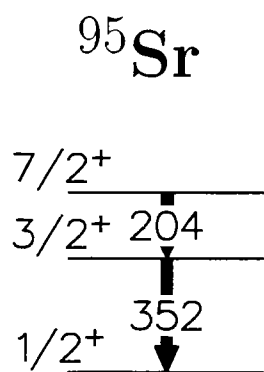
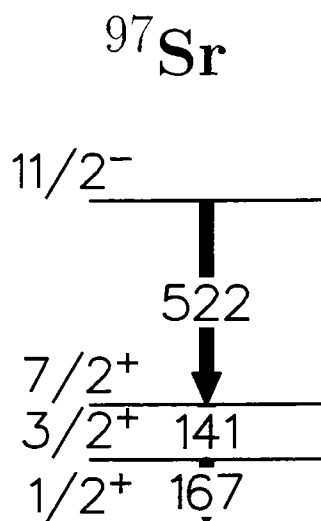
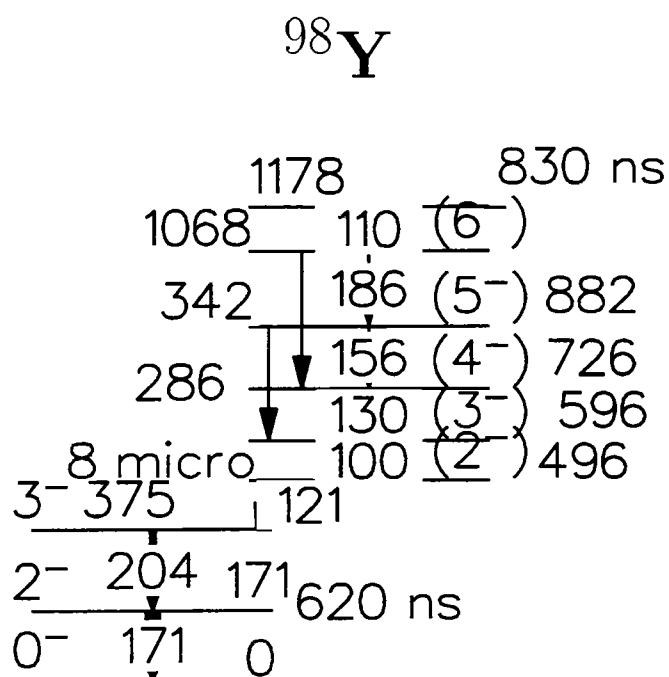


Figure C.4 - Schéma de niveaux partiel du  $^{95}\text{Sr}$ .

Figure C.5 - Schéma de niveaux partiel du  $^{97}\text{Sr}$ .Figure C.6 - Schéma de niveaux partiel du  $^{98}\text{Y}$ .





### $^{101}\text{Zr}$

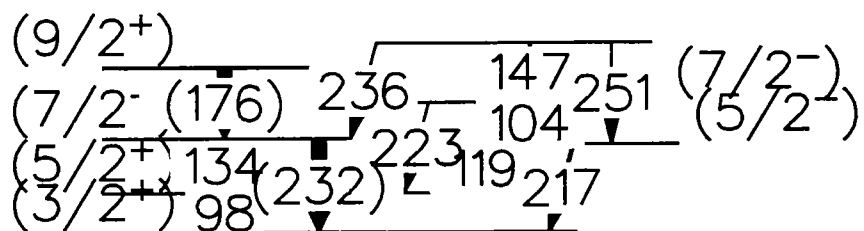


Figure C.9 - Schéma de niveaux partiel du  $^{101}\text{Zr}$ .

### $^{103}\text{Mo}$

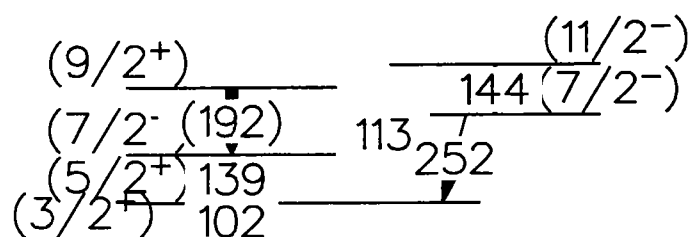


Figure C.10 - Schéma de niveaux partiel du  $^{103}\text{Mo}$ .

### $^{104}\text{Mo}$

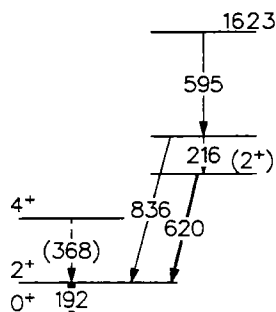


Figure C.11 - Schéma de niveaux partiel du  $^{104}\text{Mo}$ .

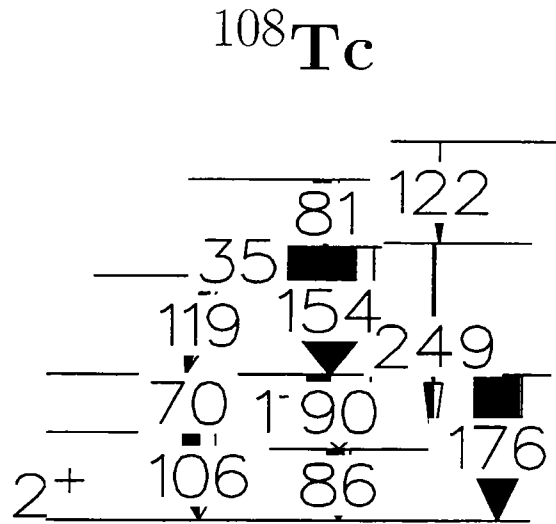


Figure C.12 - Schéma de niveaux partiel du  $^{108}\text{Tc}$ .

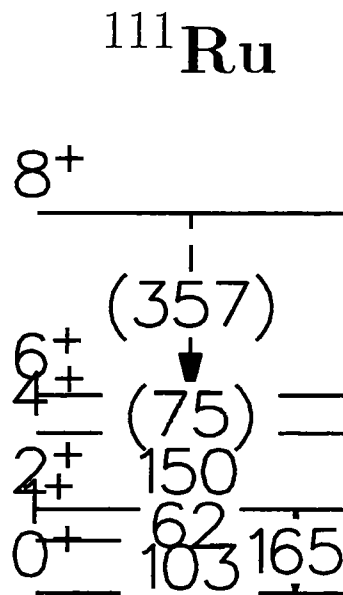


Figure C.13 - Schéma de niveaux partiel du  $^{111}\text{Ru}$ .

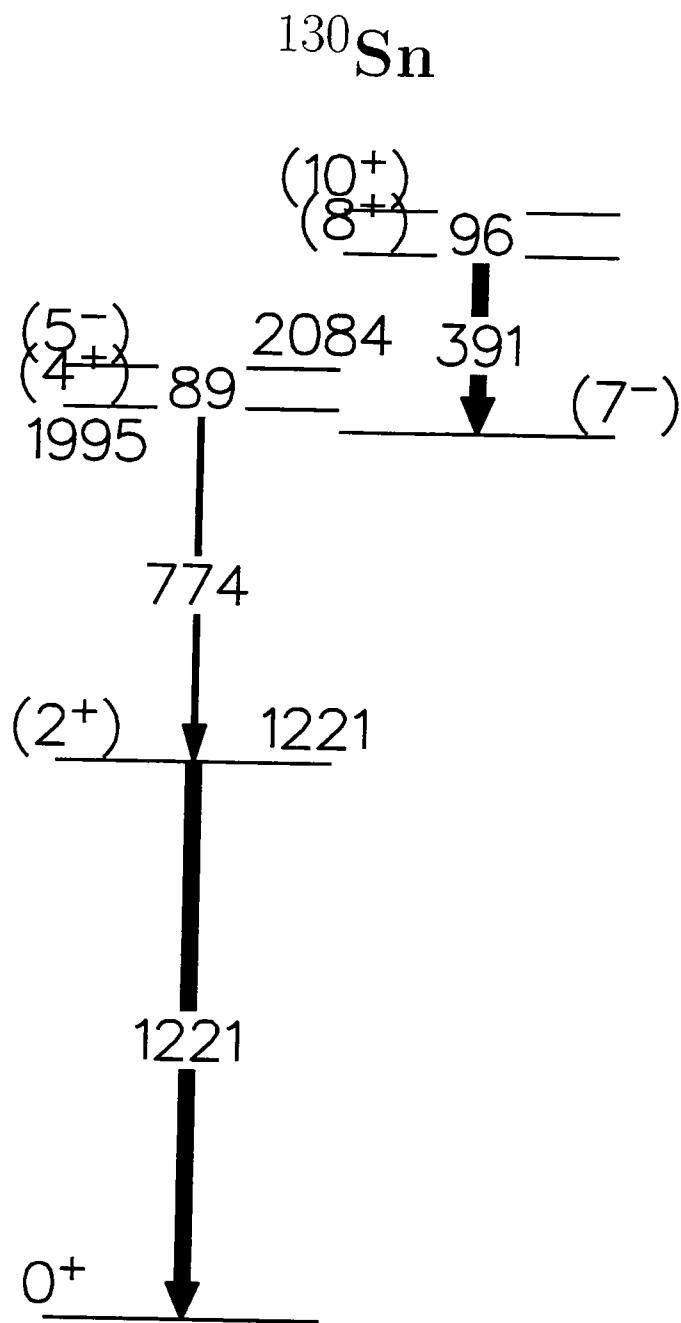


Figure C.14 - Schéma de niveaux partiel du  $^{130}\text{Sn}$ .

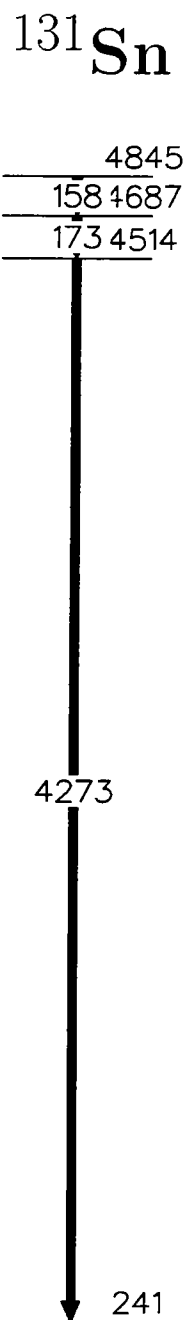
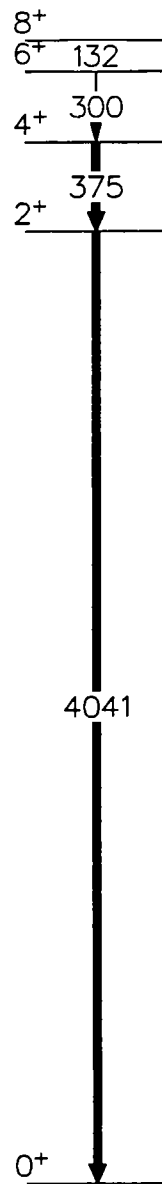


Figure C.15 - Schéma de niveaux partiel du  $^{131}\text{Sn}$ .

$^{132}\text{Sn}$ Figure C.16 - Schéma de niveaux partiel du  $^{132}\text{Sn}$ .

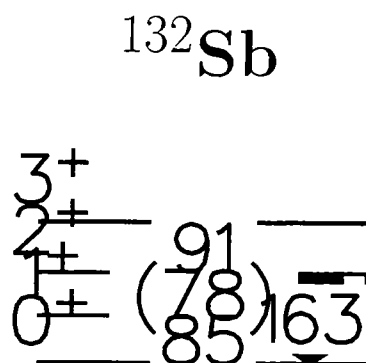


Figure C.17 - Schéma de niveaux partiel du  $^{132}\text{Sb}$ .

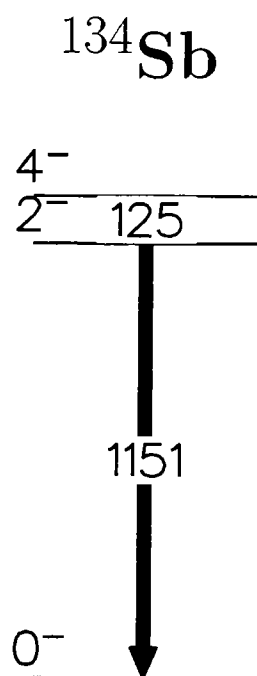
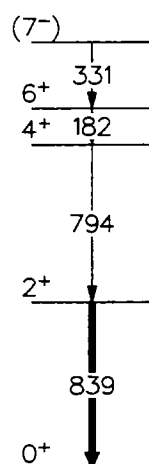
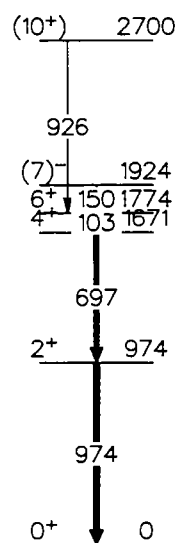


Figure C.18 - Schéma de niveaux partiel du  $^{134}\text{Sb}$ .

$^{130}\text{Te}$ 
Figure C.19 - Schéma de niveaux partiel du  $^{130}\text{Te}$ .
 $^{132}\text{Te}$ 
Figure C.20 - Schéma de niveaux partiel du  $^{132}\text{Te}$ .



# $^{134}\text{Te}$

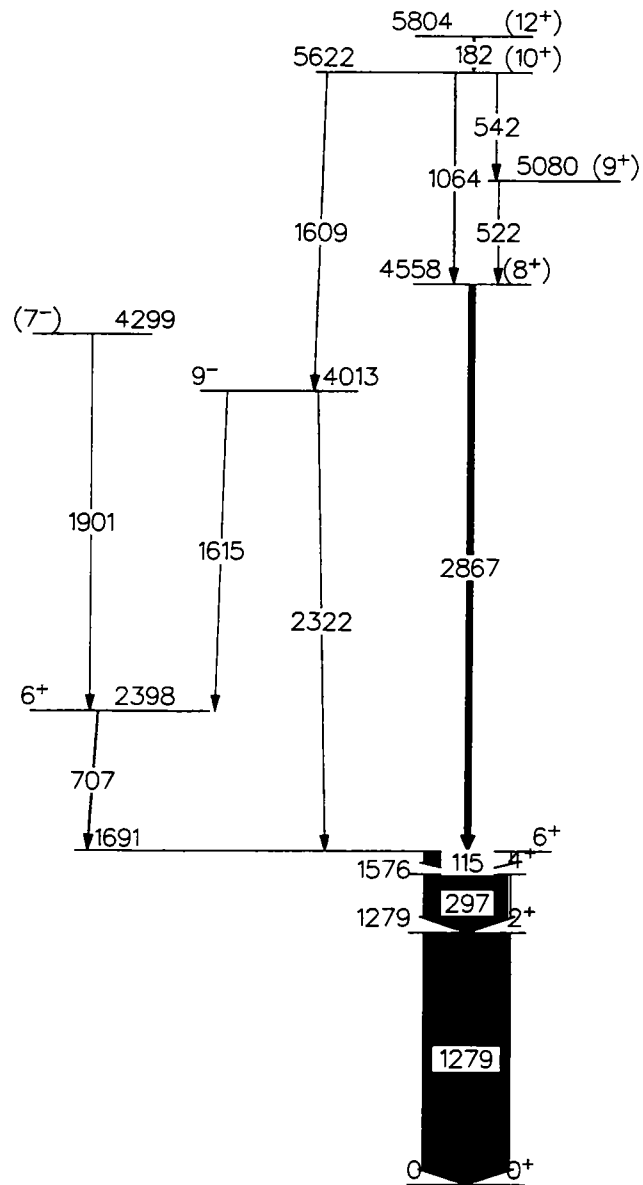
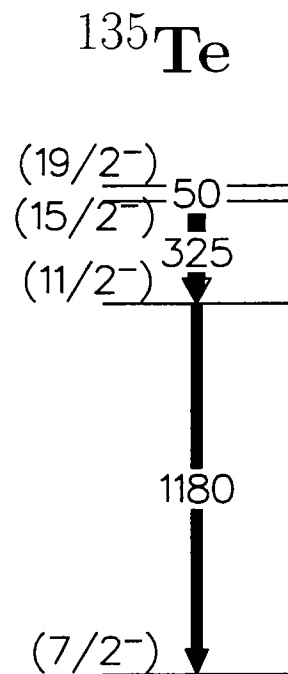
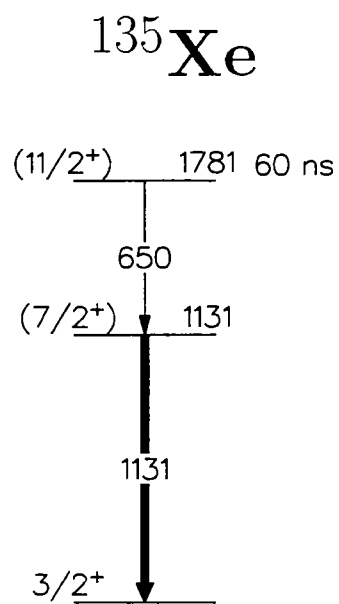


Figure C.21 - Schéma de niveaux partiel du  $^{134}\text{Te}$ .

Figure C.22 - Schéma de niveaux partiel du  $^{135}\text{Te}$ .Figure C.23 - Schéma de niveaux partiel du  $^{135}\text{Xe}$ .

$^{136}\text{Xe}$

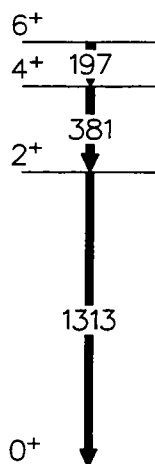


Figure C.24 - Schéma de niveaux partiel du  $^{136}\text{Xe}$ .

$^{137}\text{Xe}$

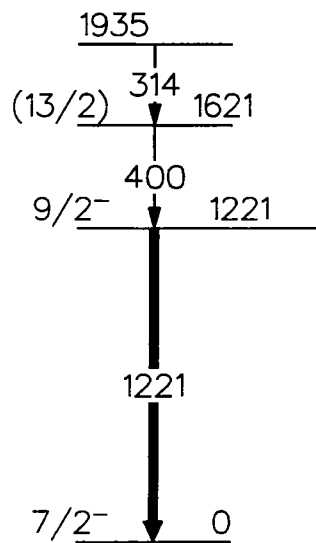
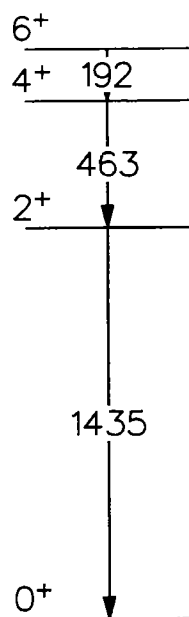
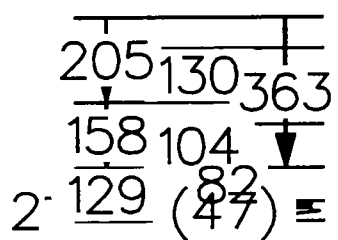


Figure C.25 - Schéma de niveaux partiel du  $^{137}\text{Xe}$ .

$$^{138}\text{Ba}$$
Figure C.26 - Schéma de niveaux partiel du  $^{138}\text{Ba}$ .
$$^{146}\text{La}$$
Figure C.27 - Schéma de niveaux partiel du  $^{146}\text{La}$ .

$^{144}\text{Ce}$

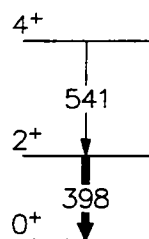


Figure C.28 - Schéma de niveaux partiel du  $^{144}\text{Ce}$ .

$^{146}\text{Ce}$

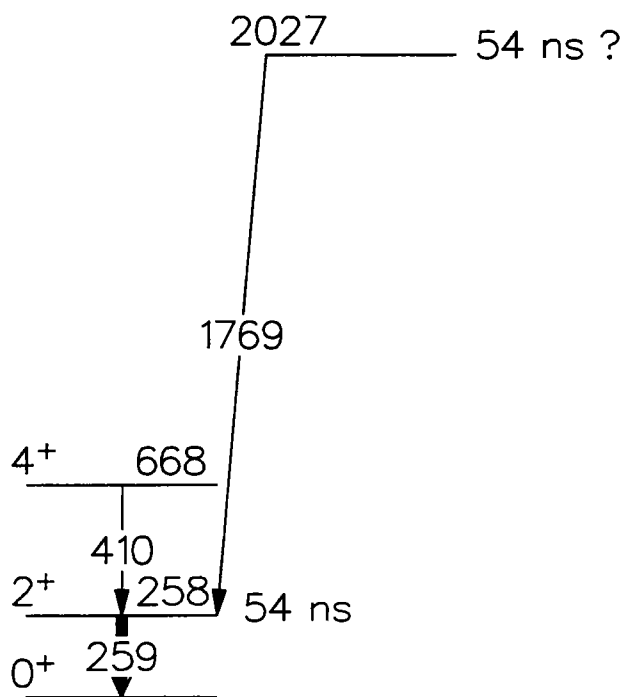
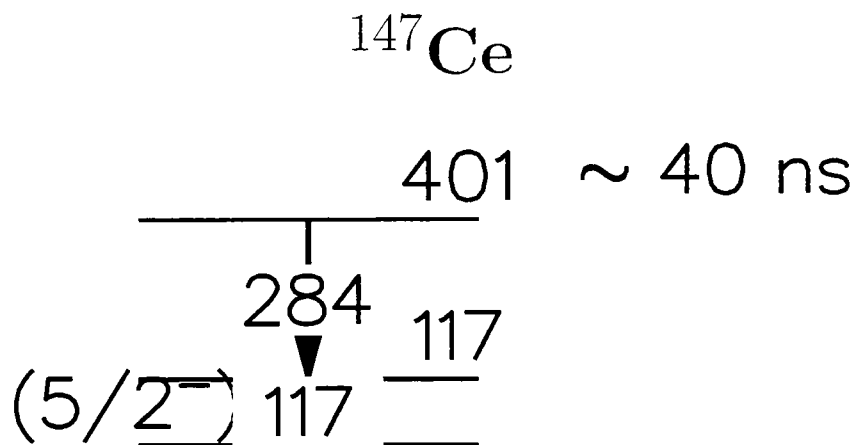
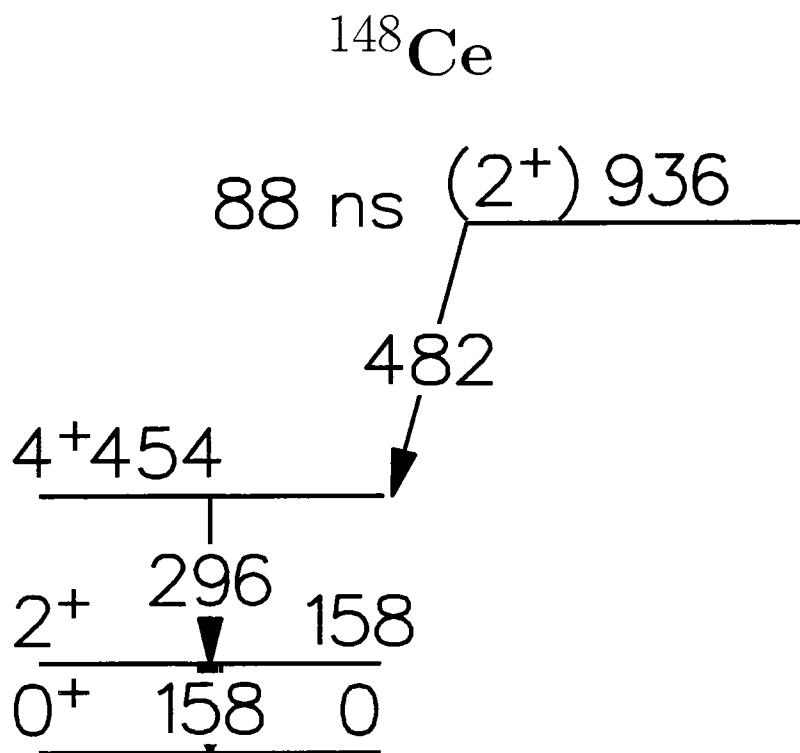


Figure C.29 - Schéma de niveaux partiel du  $^{146}\text{Ce}$ .

Figure C.30 - Schéma de niveaux partiel du  $^{147}\text{Ce}$ .Figure C.31 - Schéma de niveaux partiel du  $^{148}\text{Ce}$ .

## $^{152}\text{Nd}$

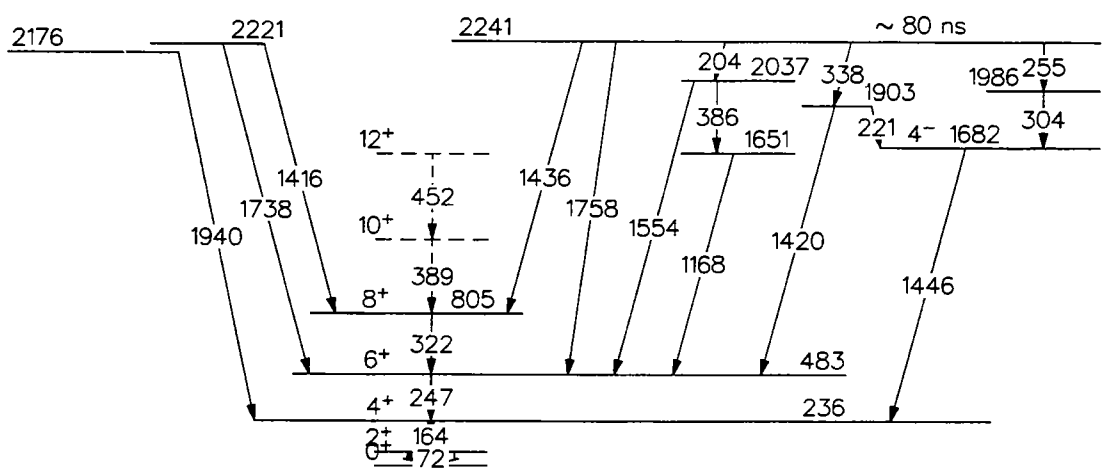


Figure C.32 - Schéma de niveaux partiel du  $^{152}\text{Nd}$ .

## $^{154}\text{Nd}$

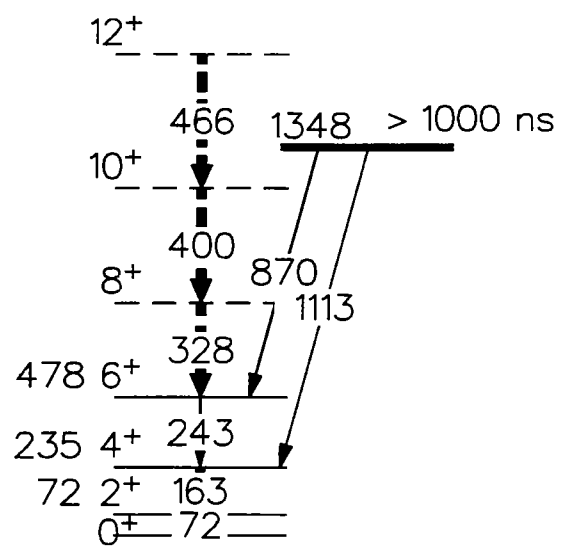
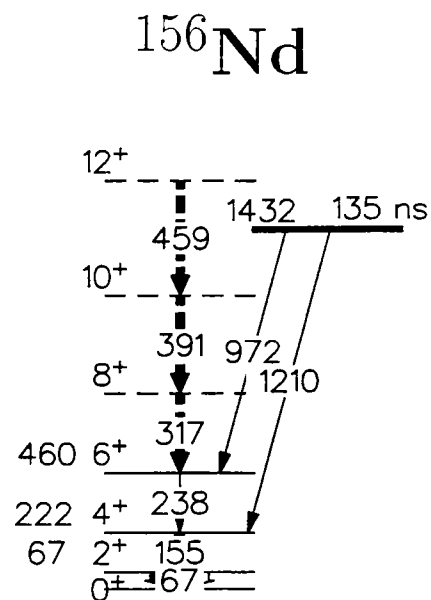
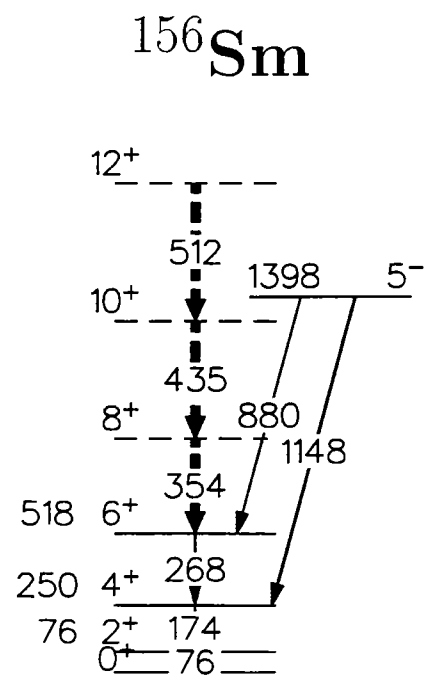


Figure C.33 - Schéma de niveaux partiel du  $^{154}\text{Nd}$ .

Figure C.34 - Schéma de niveaux partiel du  $^{156}\text{Nd}$ .Figure C.35 - Schéma de niveaux partiel du  $^{156}\text{Sm}$ .



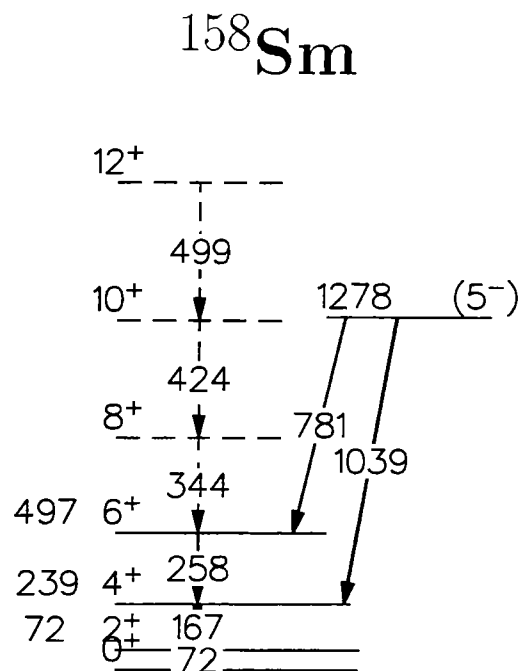


Figure C.36 - Schéma de niveaux partiel du  $^{158}\text{Sm}$ .

## Annexe D

# Rayonnements $\gamma$ retardés non assignés à un noyau émetteur

Le tableau suivant répertorie les rayonnements  $\gamma$  retardés non assignés à un fragment émetteur observés dans les fragments de fission produits dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  : énergie, fragment émetteur quand une hypothèse est possible, durée de vie quand l'intensité du rayonnement  $\gamma$  est suffisante pour la mesurer. Ces transitions  $\gamma$  correspondent à des rayonnements d'intensité faible ou des multiplets, qui ne sont pas en coïncidence avec des transitions connues.

Energie $\gamma$ (keV)	Noyau	Durée de vie (ns)
54	$^{148}\text{Ce}?$	?
58	?	?
68	?	?
69	?	?
73	?	?
82	?	?
119	?	$410 \pm 44$
130	?	?
138	?	?
152	?	?
162	?	?
164	?	?
168	?	?
170	?	?
180	?	?
191	?	?
210	?	?
226	?	$44 \pm 22$
suite page suivante		

176 Annexe D. Rayonnements  $\gamma$  retardés non assignés à un noyau émetteur

suite de la page précédente		
Energie $\gamma$ (keV)	Noyau	Durée de vie (ns)
226	?	$> 1 \mu s$
253	?	$30 \pm 13$ $400 \pm 70$
270	?	?
288	?	?
303	?	?
317	?	?
339	?	?
344	?	?
349	?	?
354	?	?
358	?	?
365	?	?
387	?	$121 \pm 16$
395	?	$87 \pm 58$
433	?	?
444	?	?
458	?	?
461	?	?
488	?	?
493	?	?
500	?	?
564	?	?
570	?	?
575	?	?
590	?	?
608	?	?
725	?	?
747	?	?
763	?	?
770	?	?
775	?	?
793	?	?
802	?	?
804	?	?
832	?	?
847	?	?
855	?	?
suite page suivante		

---

suite de la page précédente		
Energie $\gamma$ (keV)	Noyau	Durée de vie (ns)
875	?	?
884	?	?
895	?	?
903	?	?
911	?	?
913	?	?
932	?	?
961	?	?
989	?	?
999	?	?
1095	?	?
1203	?	?
1460	?	?
1463	?	?
1471	?	?
1510	?	?
1515	?	?
1697	?	?

## Bibliographie

- [1] S.M. Polikanov, V.A. Druin, V.A. Karnaukhov, V.L. Mikheev, A.A. Pleve, N.K. Skobelev, G.M. Ter-Akopyan, V.A. Fomichev: Spontaneous fission with an anomalously short period. I. Soviet Physics JETP 15 (1962) 1016.
- [2] G.M. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, S.P. Tretyakova, N. Martalogu, D. Poenaru, M. Sezon, I. Vilcov, N. Vilcov: Excitation energy of spontaneously fissioning isomer  $^{242m}\text{Am}$ . Nuclear Physics A97 (1967) 444.
- [3] A. de Shalit, H. Feshbach: Theoretical nuclear physics, vol 1, Nuclear structure, édité par John Wiley and Sons.
- [4] L.I. Rusinov. Soviet Phys. Usp. 4, 282.
- [5] K.E.G. Löbner, Physical Letters 26 B (1968) 369.
- [6] F.C. Maienschein et al. Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, United Nations, 1958, vol 15, p 366.
- [7] R.B. Walton, R.E. Sund, E. Haddad, J.C. Young: Delayed  $\gamma$ -rays from photofission of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$ . Physical Review, 134 (1964) B864.
- [8] R.E. Sund, R.B. Walton:  $\gamma$  rays from short-lived fission-fragment isomers. Physical Review, 146 (1966) 824.
- [9] R.B. Walton, R.E. Sund: Delayed  $\gamma$  rays between 2 and 80  $\mu\text{s}$  after  $^{235}\text{U}$  (n,f) and  $^{239}\text{Pu}$  (n,f). Physical Review, 178 (1969) 1894.
- [10] S.A.E. Johansson:  $\gamma$  de-excitation of fission fragments (II). Delayed radiation. Nuclear Physics 64 (1965) 147.
- [11] W. John, F.W. Guy, J.J. Wesolowski: Four-parameter measurements of isomeric transitions in  $^{252}\text{Cf}$  fission fragments. Physical Review, C2 N4 (1970) 1451.
- [12] R.G. Clark, L.E. Glendenin, W.L. Talbert, Jr: Fission fragment isomers from spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Proceedings of the Symposium on Physics and Chemistry of fission, 3rd, Rochester, New York, (1973), International Atomic Energy Agency, Vienne, Vol.2 (1974) 221.

- [13] J.L. Durell, W.R. Phillips, C.J. Pearson, J.A. Shannon, A.G. Smith, W. Urban, B.J. Varley, I. Ahmad, C.J. Lister, L.R. Morss, K.L. Nash, C.W. Williams, N. Schulz, E. Lubkiewicz, M. Bentaleb: The study of Fission Products and the Fission Process by high Resolution Prompt  $\gamma$ -rays. XV Nuclear Physics Divisional Conference St Petersburg (Russia) avril 18-22 (1995) 208.
- [14] I. Ahmad and R. Phillips: Gamma rays from fission fragments, Reports on Progress in Physics, 58 (1995) 1415.
- [15] J.H. Hamilton, A.V. Ramayya, S.J. Zhu, G.M. Ter-Akopian, Y.T. Oganessian. J.D. Cole, J.O. Ramussen, M.A. Stoyer: New insights from studies of spontaneous fission with large detector arrays. Progress in Particle and Nuclear Physics, vol 35 (1995) 635.
- [16] L. Meitner, O.R. Frisch: Disintegration of uranium by neutrons: a new type of nuclear reaction. Nature, 143, 239 (1939).
- [17] O. Hahn, F. Strassmann: Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle. Naturwissenschaften, 27, 11 (1939).
- [18] N. Bohr et J.A. Wheeler: The mechanism of nuclear fission. Physical Review 56 (1939) 426.
- [19] C.F. von Weizsäcker: Zur Theorie der Kernmassen. Zeitschrift für Physik 96 (1935) 431.
- [20] G. Barreau: Fission nucléaire de basse énergie et réactions induites par neutrons. Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire: Production d'énergie nucléaire et traitement des déchets, des filières d'aujourd'hui aux solutions innovantes (1996) 13.
- [21] S.A.E. Johansson:  $\gamma$  de-excitation of fission fragments (I). Prompt radiation. Nuclear Physics 60 (1964) 378.
- [22] C. Theisen, C. Gautherin, M. Houry, W. Korten, Y. Le Coz, R. Lucas, G. Barreau, C. Badimon, T.P. Doan, V. Méot, G. Bélier: The SAPHIR detector. CEA/Saclay DSM/DAPNIA/SPhN-97-20 (1997).
- [23] Gammasphere proposal. Edité par M.A. Deleplanque et R.M. Diamond. Lawrence Berkeley Laboratory, mars 1988.
- [24] J.P. Martin, D.C. Radford, M. Beaulieu, P. Taras, D. Ward, H.R. Andrews, G. Ayotte, F.J. Sharp, J.C. Waddington, O. Häusser, J. Gascon: Data acquisition system for the  $8\pi$  spectrometer: a multidetector array for  $\gamma$  ray spectroscopy. NIM A 257 (1987) 301.

- [25] I. Lazarus, A. Richard : Germanium Card Specification. EDOC 071 (1991).
- [26] I. Lazarus : Eurogam Master Trigger Module. EDOC 055 (1992).
- [27] M. Moszynski, G. Duchêne : NIM A 308 (1991) 557.
- [28] A. Rebi : thèse, Université de Bordeaux, 1993.
- [29] J.R. Alexander : DT32-bus Specification. EDOC 075 (1991).
- [30] L. Pratt, J.R. Cresswell : Eurogam Event Builder Language. EDOC 081 (1992).
- [31] J. Sampson : Eurogam Sort Language. EDOC 033 (1992).
- [32] G. Siegert : Photovoltaic cells as fission product detectors. NIM 164 (1979) 437.
- [33] Y. Jin : Utilisation de cellules photovoltaïques comme détecteurs de fragments de fission et étude d'un préamplificateur adapté à ces cellules. Thèse de l'université Joseph Fourier-Grenoble I, 1989.
- [34] C-M. Hsieh, P.C. Murley, R.R. O'Brien : Collection of charge from alpha particle tracks in silicon devices. IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-30, n°6 (1983).
- [35] F.B. McLean, T.R. Oldham : Charge funneling in n- and p-type substrates. IEEE Transactions on nuclear science, vol NS-29, n°6 (1982) 2018.
- [36] G.C. Messenger : Collection of charge on junction nodes from ion tracks. IEEE Transactions on nuclear science, vol NS-29, n°6 (1982) 2024.
- [37] T.R. Oldham, F.B. McLean, J.M. Hartman : Revised funnel calculations for heavy particles with high  $dE/dx$  : IEEE Transactions on nuclear science, vol NS-33, n°6 (1986) 1646.
- [38] I. Condat : Etude des cellules photovoltaïques comme détecteur de fragments de fission : Rapport de stage de DEA, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan (1994).
- [39] F. Shiraishi : Performance deterioration of surface barrier detectors by fission fragment bombardment : NIM 69 (1969) 316.
- [40] J.A. Cizewski, M.A.C. Hotchkis, J.L. Durell, J. Cponell, A.S. Mowbray, J. Fitzgerald, W.R. Phillips, I. Ahmad, M.P. Carpenter, R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, E.F. Moore, L.R. Morss, Ph. Benet, D. Ye : New  $N = 84$  isotone :  $^{136}\text{Te}$ . Physical Review C, 47 (1993) 1294.
- [41] B. Haas : Multicompteurs  $4\pi\gamma$  de grande résolution en énergie. Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire. Les noyaux en pleines formes (1991) 207.

- [42] D. Radford: Programme d'analyse *gf2*, Background subtraction from in-beam HP Ge coincidence data sets: NIM A361 (1995) 316.
- [43] Ch. Theisen: Manuel d'utilisation d'EURO13. Non publié.
- [44] R.B. Firestone: Table of isotopes, 8e édition, John Wiley and Sons, vol I (1996).
- [45] G.F. Knoll: Radiation detection and measurement, Wiley and Sons, second edition (1989).
- [46] H.W. Schmitt, W.E. Kiker, C.W. Williams: Precision measurements of correlated energies and velocities of  $^{252}\text{Cf}$  fission fragments. Phys. Rev., vol 137, n° 4B (1965) 837.
- [47] E. Weissenberger, P. Geltenbort, A. Oed, F. Gönnerwein, H. Faust: Energy calibration of surface barrier detectors for fission fragments. NIM A248 (1986) 506.
- [48] C. Signarbieux, R. Babinet, H. Nifenecker, J. Poitou: Etude expérimentale de la corrélation entre les nombres de neutrons prompts émis par les deux fragments complémentaires dans la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . Proceedings of the Symposium on Physics and Chemistry of fission, 3rd, Rochester, New York, (1973), International Atomic Energy Agency, Vienne, Vol.2 (1974) 179.
- [49] C. Budtz-Jorgensen, H.H. Knitter: Simultaneous Investigation of fission fragments and neutrons in  $^{252}\text{Cf}$  (sf). Nucl. Phys. A490 (1988) 307.
- [50] I. Düring, M. Adler, H. Märten, A. Ruben, B. Cramer, U. Jahnke: Multi-fold correlations between  $^{252}\text{Cf}$  (sf) fragments and fission neutrons /  $\gamma$ -rays. Proceedings of the International Workshop High resolution spectroscopy of fission fragments, neutrons and  $\gamma$ -rays, Dresden, Germany, Feb. 1-2 1993.
- [51] D. Radford: programme d'analyse *Escl8r*, ESCL8R and LEVIT8R: software ... interactive graphical analysis of HP Ge coincidence data sets: NIM A361 (1995) 297.
- [52] A. Wolf, E. Cheifetz: Phys. Rev. Lett. 57 (1976) 1072.
- [53] H. Frauenfelder, R.M. Steffen: Angular correlations. Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy, vol 2, édité par K. Siegbahn (1965) 997.
- [54] J. Kiesewetter, S. Okretic, F.M. Baumann, K.-Th. Brinkmann, H. Freiesleben, H. Gassel, R. Opara: NIM A314 (1992) 125.
- [55] R.D. Evans: The atomic nucleus, McGraw-Hill Book Company (1955).
- [56] P. Raghavan: Atomic and Nuclear Data Tables, 42, 189-292 (1989).
- [57] K.S. Krane, R.M. Steffen, R.M. Wheeler: Nuclear Data Tables, 11, 351 (1973).



- [58] A.C. Wahl: Nuclear charge distribution and delayed neutron yields for thermal neutron induced fission of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ , and  $^{239}\text{Pu}$  and for spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Atomic Data Nuclear Table, 39, 1 (1988).
- [59] V.F. Weisskopf: Radiative transition probabilities in nuclei, Physical Review 83 (1951) 1073.
- [60] D.H. Wilkinson: Analysis of gamma decay data, Nuclear Spectroscopy, vol B, édité par Fay Ajzenberg-Selove, 852.
- [61] A. Bohr, B.R. Mottelson: Nuclear Structure, vol 2, édité par W.A. Benjamin, New-York (1975).
- [62] R.B. Firestone: Table of isotopes, 8e édition, John Wiley and Sons, vol II (1996).
- [63] P.M. Endt: Atomic and Nuclear Data Tables, 55 (1993) 171.
- [64] A.G. Smith, W.R. Phillips, J.L. Durell, B.J. Varley, C.J. Pearson, J.A. Shannon: Lifetimes in neutron-rich Nd isotopes measured by a Doppler profile method. Physical Review Letters 73 (1994) 2540.
- [65] S.J. Zhu, J.H. Hamilton, Q.H. Lu, A.V. Ramaya, M.G. Wang, B.R.S. Babu, T.N. Ginter, W.C. Ma, J.K. Deng, D. Shi, J. Kormicki, J.D. Cole, R. Aryaeinejad, Y.X. Dardenne, M.W. Drigert, N.R. Johnson, I.Y. Lee, F.K. McGowan, G.M. Ter-Akopian, Yu Ts Oganessian, J. Rasmussen, M.A. Stoyer, S.Y. Chu, K.E. Gregorich, M.F. Mohar, S. Prussin: Identification of  $^{152}\text{Ce}$  and unexpected variations in moments of inertia with neutron number and spin in  $^{142-148}\text{Ba}$ ,  $^{144-152}\text{Ce}$  and  $^{146-156}\text{Nd}$ . Journal of Physics G: Nuclear and Particles Physics 21 (1995) L75.
- [66] M. Hellström, B. Fogelberg, L. Spanier, H. Mach: Energy levels and transition probabilities in the neutron-rich lanthanide nucleus  $^{156}\text{Sm}$ . Physical Review 41C (1990) 2325.
- [67] S.J. Zhu, J.H. Hamilton, A.V. Ramaya, B.R.S. Babu, Q.H. Lu, W.C. Ma, T.N. Ginter, M.G. Wang, J. Kormicki, J.K. Deng, D. Shi, J.D. Cole, R. Aryaeinejad, J. Rasmussen, M.A. Stoyer, S.Y. Chu, K.E. Gregorich, M.F. Mohar, S. Prussin, G.M. Ter-Akopian, Yu Ts Oganessian, N.R. Johnson, I.Y. Lee, F.K. McGowan: Identification of levels in  $^{160}\text{Sm}$  and new high spin states in  $^{156,158}\text{Sm}$ . Journal of Physics G: Nuclear and Particles Physics 21 (1995) L57.
- [68] P. Moller, J.R. Nix, W.D. Myers, D. Swiatecki. Atomic Data Nuclear Tables 59 (1995) 185.
- [69] M. Goeppert Mayer: On closed shells in nuclei, II. Physical Review 75 (1949) 1969.
- [70] M. Goeppert Mayer: Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. I: Empirical evidence. II: Theoretical considerations. Physical Review 78 (1950) 16,22.

- [71] O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Siess: On the "magic numbers" in nuclear structure. *Physical Review* 75 (1949) 1766.
- [72] R.D. Woods, D.S. Saxon: Diffuse surface optical model for nucleon-nucleon scattering. *Physical Review* 95 (1954) 577.
- [73] S.G. Nilsson. *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd.* 29 (1955) no 16.
- [74] T.H.R. Skyrme: *Nuclear Physics* 9 (1959) 615.
- [75] D. Vautherin, D.M. Brinck: *Physics Letters* B32 (1970) 149.
- [76] D. Vautherin, D.M. Brinck: *Physical Review* C5 (1972) 626.
- [77] J.F. Berger, M. Girod, D. Gogny: *Nuclear Physics* A428 (1984) 23c.
- [78] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer: *Physical Review* 108 (1957) 1175.
- [79] K. Kumar: *Nuclear Physics* A 231 (1974) 189.
- [80] C. Gautherin, W. Kortzen, Y. Le Coz, R. Lucas, X.H. Phan, Ch. Theisen, C. Badimon, G. Barreau, T.P. Doan, G. Pedemay, G. Bélier, M. Girod, V. Méot, S. Péru, A. Astier, L. Ducroux, M. Meyer, N. Redon: Isomerism in fission fragments produced by spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . *Zeitschrift für Physik A*, en préparation.

## Résumé

Ce travail de thèse traite de l'étude de la structure nucléaire de noyaux riches en neutrons, via la recherche d'états nucléaires isomériques.

Ces noyaux riches en neutrons ont été produits par la fission spontanée du noyau  $^{252}\text{Cf}$ . L'étude expérimentale de leurs états isomériques a été réalisée auprès du multidétecteur  $\gamma$  EUROGAM phase II, couplé à un détecteur additionnel de fragments de fission original composé de cellules photovoltaïques, SAPHIR. Les cellules photovoltaïques sont apparues bien adaptées pour détecter des ions lourds de basse énergie et ont de bonnes résolutions en énergie et en temps pour assurer une bonne détection de fragments de fission.

Cette expérience a permis de découvrir de nouveaux états isomériques dans les noyaux  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{104}\text{Mo}$ ,  $^{146,147,148}\text{Ce}$  et  $^{152,154,156}\text{Nd}$  de durées de vie comprises entre 60 ns et 2  $\mu\text{s}$ . Les schémas de niveaux de ces noyaux ont été complétés.

Une interprétation des états isomériques dans les noyaux  $^{154,156}\text{Nd}$  et  $^{156,158}\text{Sm}$  a été réalisée par des calculs théoriques Hartree-Fock-Bogolyubov avec l'interaction D1S de Gogny faisant intervenir des excitations à deux quasi-particules. La confrontation des résultats expérimentaux a permis d'interpréter ces états isomériques comme étant des isomères K.

## Mots-clés

structure nucléaire, spectroscopie  $\gamma$ , isomère, isomérisme K, fission spontanée,  $^{252}\text{Cf}$ , fragments de fission, cellule photovoltaïque, multidétecteur EUROGAM, méthode Hartree-Fock-Bogolyubov, excitation à deux quasi-particules.

## Abstract

This thesis is devoted to the study of the nuclear structure of neutron-rich nuclei, via the search of isomeric nuclear states.

Neutron-rich nuclei were produced in the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . The experimental study of isomeric states in these nuclei was performed with the  $\gamma$ -array EUROGAM II, coupled to an additional and original fission fragment detector composed by photovoltaic cells, SAPHIR. The photovoltaic cells are well adapted to detect low energy heavy ions and have good energy and time resolutions to obtain a good fission fragment detection.

This experiment led to the discovery of new isomeric states in  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{104}\text{Mo}$ ,  $^{146,147,148}\text{Ce}$  and  $^{152,154,156}\text{Nd}$ , with lifetimes between 60 ns and 2  $\mu\text{s}$ . Level schemes of these nuclei have been completed.

An interpretation of the isomeric states in the nuclei  $^{154,156}\text{Nd}$  and  $^{156,158}\text{Sm}$  was performed by Hartree-Fock-Bogolyubov calculations using the D1S Gogny force with two quasi-particles excitations. The confrontation with the experimental results led to an interpretation of these isomeric states as K-isomers.