

ORSAY
No D'ORDRE : 6033

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Michaël HOURY

sujet :

Spectroscopie gamma des noyaux riches en neutrons
produits par fission induite $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$.
Structure nucléaire des isotopes de palladium

Soutenue le 7 janvier 2000 devant la commission d'examen :

Mme. Nimet FRASCARIA	Présidente
Mme. Renée LUCAS	
M. John DURELL	Rapporteur
M. Jean-Pierre VIVIEN	Rapporteur
Mme. Marie-Geneviève PORQUET	
M. Paul BONCHE	
M. Gérard BARREAU	Invité

Table des matières

Introduction	5
I Considérations expérimentales et éléments théoriques	9
1 Production de noyaux riches en neutrons par réactions de fission	11
1.1 La fission	12
1.1.1 Production de noyaux riches en neutrons	12
1.1.2 Distributions en masse et en charge des fragments de fission	14
1.2 La spectroscopie γ des fragments de fission	17
1.3 Résumé du chapitre	19
2 Modèles en physique nucléaire	21
2.1 Le modèle de la goutte liquide	23
2.2 Paramétrisation de la forme du noyau	24
2.3 Le modèle en couches	26
2.3.1 Le modèle en couches sphérique	26
2.3.2 Le modèle en couches déformé de Nilsson	26
2.3.3 Le modèle en couches tournant ou modèle du cranking	27
2.4 Le modèle unifié	30
2.4.1 Noyau pair-pair	30
2.4.2 Noyau impair, “rotor + particules”	31
2.5 Modèles microscopiques	33
2.5.1 La méthode Hartree-Fock	33
2.5.2 La méthode Hartree-Fock-Bogoliubov	34
2.5.3 Champs extérieurs de contrainte	34
2.5.4 La méthode HFB-cranking	35
2.5.5 La méthode de la coordonnée génératrice (GCM)	35
2.5.6 “Hamiltonien de Bohr” à cinq dimensions, noyaux pairs-pairs	36
2.5.7 Méthode du “blocking”, noyaux impairs	36
2.6 Le modèle “Finite-Range Droplet Model”	38
2.7 Confrontation modèles/expériences	38

II	Dispositifs et expériences	39
3	Le multidétecteur EUROBALL III	41
3.1	Caractéristiques générales d'un multidétecteur	42
3.1.1	Le choix du matériau	42
3.1.2	Caractéristiques d'un détecteur au Germanium	43
3.1.3	Efficacité de détection d'un multidétecteur	45
3.2	EUROBALL III	46
3.2.1	Géométrie	46
3.2.2	Le système d'acquisition	49
3.2.3	Couplage avec des détecteurs additionnels	53
3.3	Méthodes d'analyses	54
3.3.1	Traitement séquentiel et tri des données	54
3.3.2	Calibration	54
3.3.3	Courbes d'efficacité	55
3.3.4	Traitement des détecteurs composites	56
3.3.5	Observation des rayonnements isomériques	66
3.3.6	Mesure des durées de vie	67
3.4	Résumé du chapitre	69
4	Le projet SAPHIR	71
4.1	Les cellules photovoltaïques	72
4.1.1	Caractéristiques intrinsèques.	72
4.1.2	Electronique associée	75
4.1.3	Critères de qualité	75
4.1.4	Détermination des coefficients de calibration	77
4.1.5	Performances	82
4.2	Détecteur additionnel pour la spectroscopie γ	84
4.2.1	Qualités requises pour un détecteur additionnel	84
4.2.2	Types d'utilisation	84
4.3	Le multidétecteur SAPHIR III	85
4.3.1	Géométrie	85
4.3.2	Electronique pour l'association EUROBALL III et SAPHIR	86
4.4	Traitement des données	90
4.4.1	Masses et énergie cinétique totale des fragments	90
4.4.2	Estimation de l'énergie d'excitation des fragments	92
4.5	Résumé du chapitre	94
5	Expériences réalisées avec EUROBALL et SAPHIR	95
5.1	La réaction de fission induite	96
5.2	L'expérience SAPHIR seul	98
5.3	L'expérience EUROBALL + SAPHIR	99
5.3.1	Taux de réaction	99

5.3.2	Principe expérimental	99
5.3.3	Statistique	100
5.4	L'expérience EUROBALL seul	101
5.4.1	Taux de réaction	101
5.4.2	Principe expérimental	102
5.4.3	Statistique	102
5.5	Résumé du chapitre	103
III Résultats et discussions		105
6	Résultats expérimentaux	107
6.1	La région de masse peuplée	108
6.2	La complémentarité des fragments de fission	111
6.2.1	Conservation des nombres de protons et de neutrons	111
6.2.2	Emission de particules α	113
6.3	Recherche d'états de longue période	114
6.3.1	Construction de schémas de niveaux partiels retardés	114
6.3.2	Identification du noyau	116
6.3.3	Complémentarité des expériences "cible mince"/"cible épaisse"	118
6.3.4	Mesures des périodes des états isomériques	121
6.4	Energie des fragments de fission	121
6.4.1	Spectres bruts	123
6.4.2	Distributions en masse et en énergie	123
6.4.3	Corrélation angulaire	125
7	Etude des isotopes de palladium	129
7.1	Systématique des isotopes de palladium	132
7.1.1	Amélioration des schémas de niveaux	133
7.1.2	Attribution de nouvelles transitions à un noyau	133
7.1.3	Schémas de niveaux partiels pour les masses impaires	138
7.1.4	Schémas de niveaux partiels pour les masses paires	139
7.1.5	Recherche d'états isomériques dans les isotopes de palladium	141
7.2	Discussion	142
7.2.1	Interprétation des résultats expérimentaux	142
7.2.2	Approche théorique	152
7.3	Conclusion	160
Conclusion		161
Annexes		165
A : Schémas de niveaux partiels des isotopes de palladium		165

TABLE DES MATIÈRES

4

B : Transmission des rayonnements γ à travers les cellules photovoltaïques 171

C : Nouveaux états isomériques proposés dans quelques noyaux 175

Introduction

Le marin qui navigue une nuit sans lune, glisse dans l'obscurité. La côte invisible lui est signalée par la lumière intermittente des phares. Comme l'intervalle régulier qui sépare deux éclats est caractéristique du phare observé, le marin peut les identifier et repérer sa position.

Ainsi, si vous naviguez une nuit au large de Roscoff, vous serez accompagnés par les phares qui parsèment ces côtes. En rentrant dans la baie de Morlaix vous laisserez à tribord le phare qui brille toutes les 12 secondes : le phare de l'île de Batz.

Le physicien n'a peut être pas le pied marin, mais dans l'obscurité du microscopique, il recherche également des rayonnements, émis cette fois par les atomes. Nos sens, inaptes à ces observations, sont alors remplacés par des instruments qui rendent ces rayonnements aussi familiers que le sont la lumière et la chaleur.

Depuis un siècle maintenant, nous étudions le noyau atomique. Nous le faisons interagir avec d'autres noyaux, créant de nouveaux éléments à la recherche de comportements particuliers et extrêmes ; ceci afin de tester les représentations que l'on se fait de la matière nucléaire. Notre aptitude à modéliser le noyau et donc la compréhension de la matière nucléaire est la motivation première de cette science.

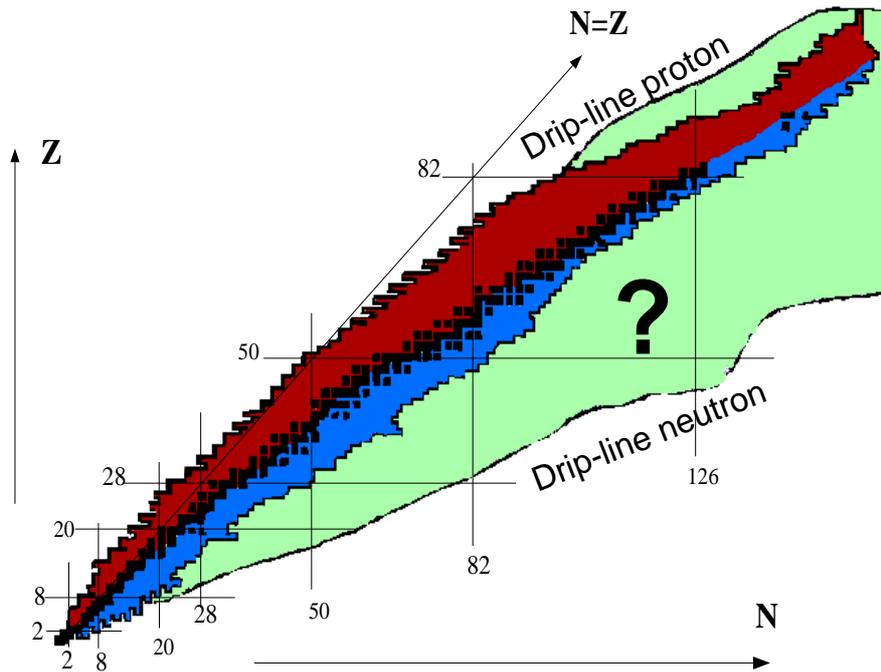
Nous avons pris l'habitude de classer les noyaux dans un tableau en fonction de leurs nombres de protons et de neutrons, comme le montre la figure page suivante. Les éléments stables, présents dans la nature suivent une courbe, laquelle sépare le tableau en deux régions : celle des noyaux déficients en neutrons et celle des riches en neutrons.

Un point important à souligner, est l'actuel déséquilibre de l'état des connaissances entre ces deux régions, déséquilibre dû principalement aux réactions disponibles pour produire ces noyaux instables.

Ainsi, les réactions de fusion-évaporation ont permis de créer des noyaux déficients en neutrons jusqu'à la "drip-line proton", limite au-delà de laquelle le dernier proton n'est plus lié au noyau. Tandis que pour produire des noyaux riches en neutrons, l'expérimentateur a à sa disposition des réactions de transfert, de fragmentation et de fission qui dans tous les cas ne permettent pas d'atteindre la "drip-line neutron".

Il y a ainsi une vaste "terra incognita" sur le tableau des éléments, comme on peut le voir sur la figure suivante.

Depuis quelques années, on observe un regain d'intérêt pour la spectroscopie γ des noyaux riches en neutrons, produits par des réactions de fission. Ce mode de production est, aujourd'hui encore, le seul permettant d'atteindre des grandes valeurs pour le rapport N/Z (nombres de neutrons sur protons) et pour des noyaux situés entre le nickel et le dysprosium.



Cette région n'est pas dépourvue d'intérêt, bien au contraire au vu des nombreuses découvertes réalisées, telles que les îlots d'isomérisme K autour des masses 150 ou encore des déformations octupolaires observées autour des isotopes de baryum. Notons également la présence de nombreux isomères à proximité des couches fermées $Z=28$, $N=50$ et $Z=50$, $N=82$, et des coexistences de formes découvertes autour de $A=90-100$.

Un certain nombre d'études théoriques contribuent à l'engouement pour les noyaux riches en neutrons. Je citerai en exemple, les transitions de forme prédites pour les noyaux situées sous la couche fermée $Z=50$ et également l'isomérisme de forme proposés dans une région proche de $A=90$.

Enfin, la perspective de posséder très prochainement des faisceaux exotiques à l'aide de réactions de fission stimule les études théoriques et expérimentales.

La physique nucléaire expérimentale profite des progrès technologiques. Le développement de l'instrumentation de détection conduit à une augmentation de la sélectivité, de la sensibilité et du pouvoir de résolution, donnant accès à l'étude des réactions qui ne l'étaient pas par le passé.

Les réactions de fission conduisent à la production de centaines de noyaux différents, lors d'une seule expérience. Parmi la multitude de transitions observées, il faut extraire une information pertinente et isoler les transitions caractérisant le noyau étudié. Cette étude nécessite des spectromètres γ performants tel que le multidétecteur au germanium EUROBALL III.

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire sont dévolus à l'étude des noyaux riches en neutrons, produits par réaction de fission induite par ions lourds. Nous nous sommes appliqués à l'étude des noyaux situés sous la couche $Z=50$, région quasi-inexplorée via la spectroscopie γ , dans le but d'observer des phénomènes particuliers et de mettre à l'épreuve les prédictions

théoriques. Egaleme nt nous avons recherché des états isomériques, souvent signature d'une "anomalie" dans la structure nucléaire du noyau en question ; en particulier nous avons étudié des noyaux susceptibles de présenter une isomérie de forme.

Le mémoire s'articule en trois parties :

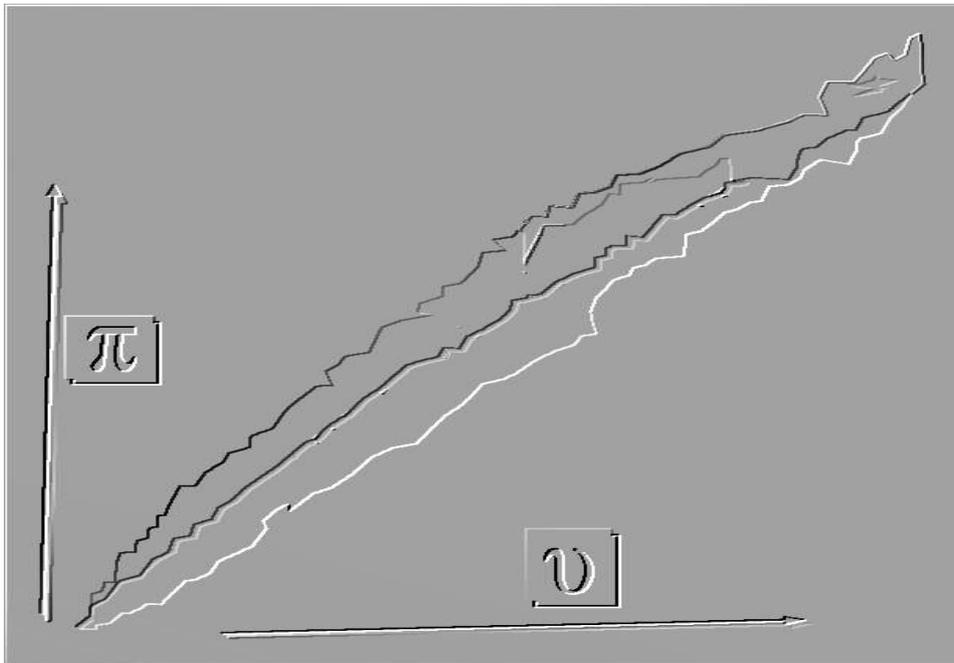
- Dans une première partie sont présentées quelques considérations expérimentales ; comment produire des noyaux riches en neutrons ? quelles sont leurs caractéristiques ? Les modèles théoriques utilisés dans ce mémoire sont également développés dans cette partie.
- La seconde partie est consacrée aux dispositifs expérimentaux : le spectromètre γ EUROBALL III et le détecteur de fragments de fission SAPHIR III. Après une description du détecteur EUROBALL III, nous proposons des nouvelles méthodes de traitement des données afin d'accroître ses performances. Nous présentons également le projet SAPHIR, qui propose l'utilisation de cellules photovoltaïques pour la détection d'ions lourds tels que les fragments de fission. Suite à des expériences réalisées avec ces détecteurs originaux, nous donnons ici, leurs caractéristiques et leurs performances. Nous montrons également dans quel optique le détecteur SAPHIR III a été associé au détecteur EUROBALL III. Enfin, les principes expérimentaux et les différentes expériences réalisées avec ces dispositifs sont exposés à la fin de cette seconde partie.
- La troisième partie regroupe les résultats obtenus, les interprétations proposées pour les études menées sur les noyaux riches en neutrons et leur moyen de production. Les informations sur la dynamique de la réaction de fission induite utilisée sont exposées : les modes de fission, la nature et le nombre de particules évaporées. Nous montrons comment ces informations peuvent être exploitées pour l'élaboration de schémas de niveaux des fragments de fission. Une section est également consacrée à l'étude d'états de longue période (isomérisme nucléaire). Enfin, une attention toute particulière est portée aux isotopes de palladium pour lesquels un comportement particulier est prédit par certaines études théoriques et simultanément confirmé et controversé par plusieurs études expérimentales. Les résultats présentés dans ce mémoire mettent fin à cette controverse par une étude plus complète.

Première partie

Considérations expérimentales et
éléments théoriques

Chapitre 1

Production de noyaux riches en neutrons par réactions de fission



En un siècle, l'homme a créé près de 6000 noyaux à partir de quelques centaines de noyaux disponibles dans la nature. Tous ces éléments sont répertoriés sur un tableau en fonction de leurs nombres respectifs de protons (Z) et de neutrons (N) (figure 1.1). Les quelques 250-300 isotopes stables, répartis sur une courbe dans le plan (N, Z), séparent cette "mosaïque" des éléments en deux régions distinctes : celle des noyaux déficients en neutrons et celle des noyaux riches en neutrons.

Ce chapitre présente quelques caractéristiques des noyaux riches en neutrons produits à l'aide de réactions de fission.

1.1 La fission

Découverte il y a 60 ans par Hahn et Strassmann [Hah39], la fission est connue pour son remarquable potentiel énergétique. Mais pour le physicien, la fission est également un outil permettant d'explorer la structure nucléaire, via la production de noyaux instables.

Dans le cadre du modèle de la goutte liquide [Wei35], la fission est interprétée comme le résultat d'une compétition entre les forces coulombiennes agissant au sein du noyau et les tensions de surface de ce dernier [Boh39].

Sous l'effet de distorsions, les forces de tension superficielle tendent à redonner au noyau une forme sphérique, tandis que la répulsion coulombienne favorise la déformation du noyau. La déformation du noyau atteint un point de non-retour (appelé "point-selle") lorsque la répulsion coulombienne devient dominante. Le noyau atteint alors des déformations extrêmes jusqu'au "point de scission" pour donner, dans la plupart des cas, deux fragments de fission.

1.1.1 Production de noyaux riches en neutrons

Les éléments stables disponibles dans la nature sont répartis, dans le repère (N, Z) (N pour le nombre de neutrons et Z pour le nombre de protons), sur une courbe qui suit à peu près la bissectrice du repère jusqu'au calcium ($Z = 20$), pour ensuite dévier. Par exemple, le noyau stable ^{238}U possède un rapport N/Z égal à 1,59.

Le rapport N/Z d'un noyau fissionnant dans son état fondamental est, en général, conservé dans les fragments de fission primaires. Aussi, une droite de pente $N/Z > 1$ reliant l'origine du repère (N, Z) à un système fissionnant traverse la région des noyaux riches en neutrons. Bien sûr, plus la valeur de cette pente est importante, plus les fragments de fission sont produits loin de la stabilité et donc riches en neutrons.

Les caractéristiques des fragments de fission dépendent non seulement du rapport N/Z du noyau fissionnant, mais également du processus de fission.

Tout d'abord, distinguons deux modes de fission :

1. La fission spontanée : certains noyaux lourds sont instables vis-à-vis de la fission dans leur état fondamental. Par exemple, les noyaux de ^{248}Cm et ^{252}Cf sont deux noyaux couramment utilisés comme sources de fragments de fission.

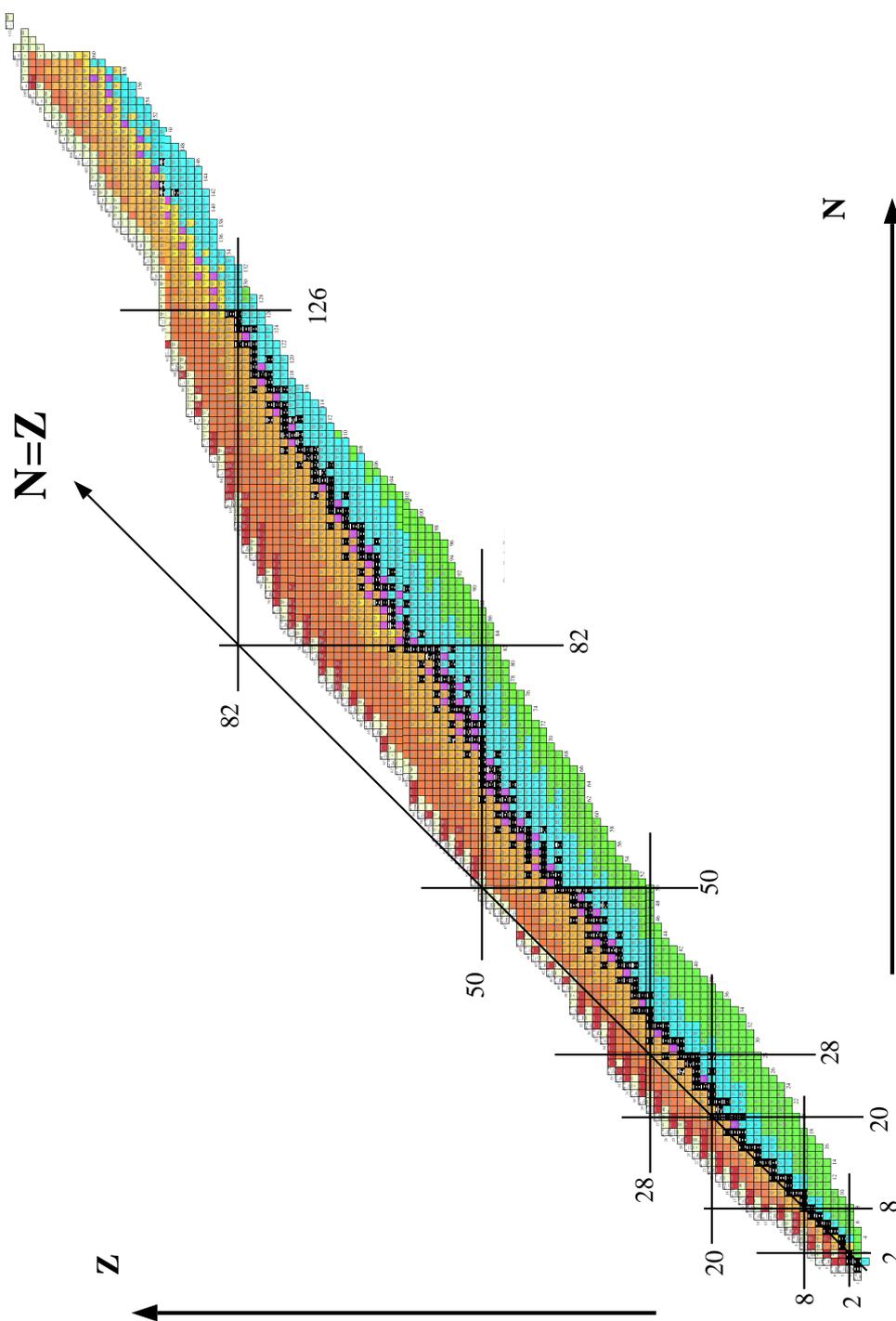


FIG. 1.1 – Tableau des noyaux en fonction de leurs nombres de protons (Z) et de neutrons (N). Les carrés noirs représentent les éléments stables. Les nombres magiques (2, 8, 20, ...) sont repérés sur la figure.

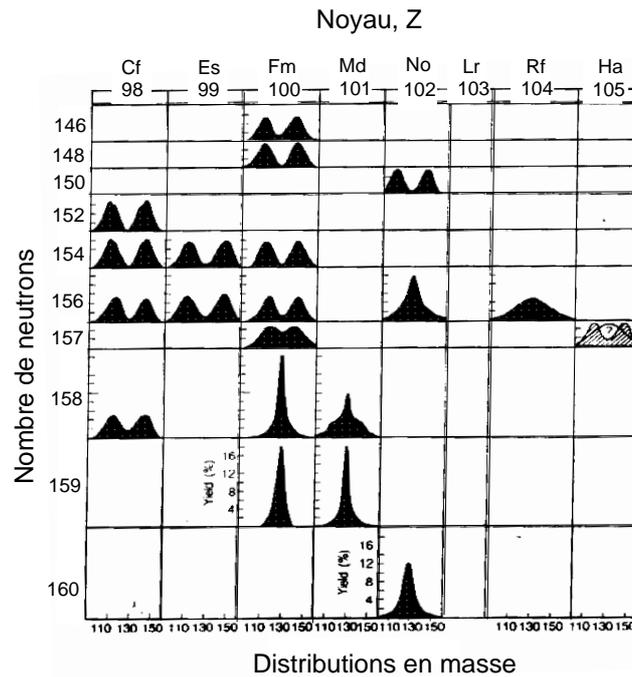


FIG. 1.2 – Distributions en masse des fragments de fission produits par fission spontanée de différents noyaux lourds [Hof89].

2. La fission induite : elle consiste à faire interagir un projectile avec une cible dans le but de produire des noyaux ayant une forte probabilité de fission. La fission peut être induite par des particules légères (neutrons ou protons) ou par des ions lourds. Dans le premier cas l'énergie mise en jeu peut être faible (utilisation de neutrons thermiques) tandis que dans le second cas, une énergie cinétique du projectile suffisante pour vaincre la barrière coulombienne favorise une grande énergie d'excitation au sein du noyau fissionnant.

1.1.2 Distributions en masse et en charge des fragments de fission

La figure 1.2 montre les distributions en masse des fragments produits par la fission spontanée de différents isotopes. Il est étonnant de voir comment les distributions peuvent être différentes pour deux isotopes séparés d'une unité de masse (un neutron ou un proton). Un nucléon de plus ou de moins suffit à modifier radicalement le processus de fission. La fission spontanée semble donc extrêmement sensible au remplissage des couches nucléaires.

Dans le cas de la fission induite, les effets microscopiques observés dans la fission spontanée sont écartés par l'énergie mise en jeu ; le noyau partage alors équitablement les protons et neutrons entre les deux fragments. La figure 1.3 illustre ce phénomène : la fission induite par neutrons, du noyau ^{238}U montre que la probabilité d'une fission symétrique croît avec l'énergie du neutron incident.

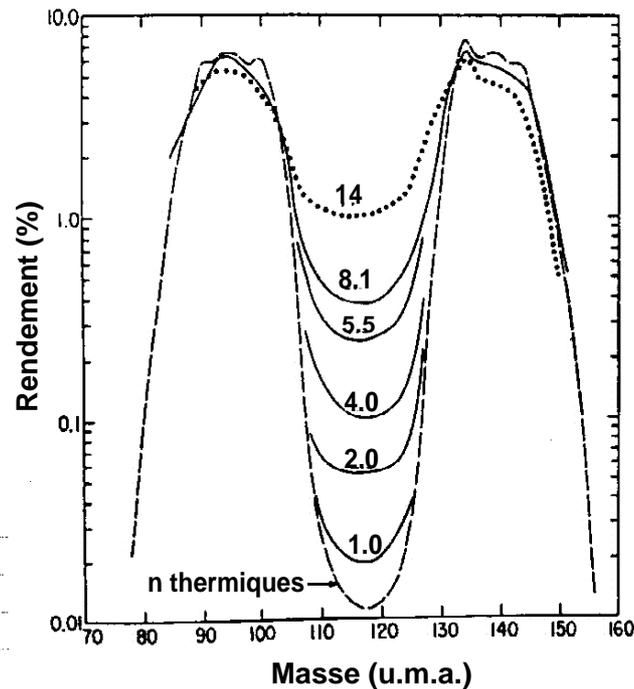


FIG. 1.3 – Distributions en masse des fragments de fission produits par fission induite de l' ^{238}U par des neutrons pour différentes énergies (en MeV) [Gle81].

Emission de neutrons de pré-fission

Le rapport N/Z des fragments de fission, ou encore leur exotécité, dépend du processus de fission. Si le rapport N/Z du noyau fissionnant est parfaitement connu dans le cas d'une fission spontanée, pour les réactions de fusion-fission, il dépend largement des projectiles et cibles utilisés, mais également de l'énergie d'excitation du noyau composé produit. Cette dernière permet au noyau d'évaporer des particules légères avant le processus de fission. Ces particules étant majoritairement des neutrons, leur émission contribue à faire diminuer le rapport N/Z du noyau fissionnant et donc l'exotécité des fragments primaires.

Emission de neutrons de post-fission

Pour la fission spontanée, l'évaporation de neutrons de post-fission est fortement influencée par les effets de couches au sein des fragments de fission. Les distributions du nombre moyen de neutrons émis en fonction de la masse du fragment primaire montrent des structures en "dents de scie" corrélées aux fermetures de couches [Dur93].

En moyenne, 2 neutrons par fragments sont émis dans la fission spontanée du noyau ^{252}Cf .

Pour les réactions de fusion-fission, l'émission des neutrons de post-fission dépend dans

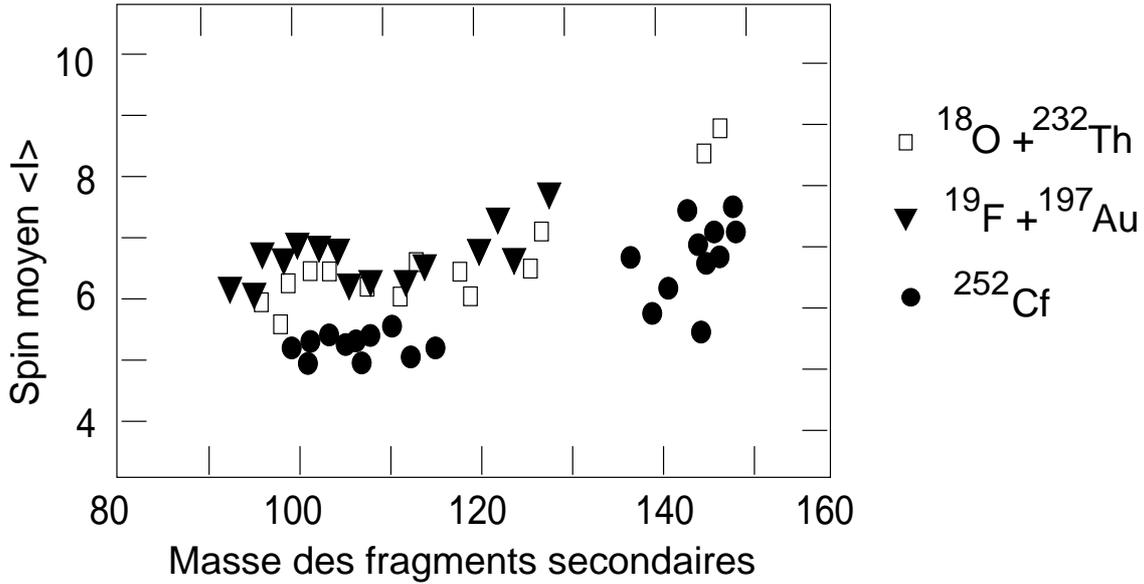


FIG. 1.4 – Spin moyen des fragments de fission secondaires, mesuré pour trois réactions de fission [Abd87].

une moindre mesure de la masse du fragment primaire. Le nombre de neutrons émis est principalement déterminé par l'énergie d'excitation des fragments primaires [Van73].

Les travaux de W.U. Schröder et al. montrent une dépendance des nombres de neutrons de pré- et de post-fission avec l'énergie d'excitation totale du noyau composé. Les relations empiriques issues d'observations expérimentales s'écrivent :

$$\nu_{pre-fission} = (E_c^*/50 \text{ MeV}) + 1,6 \quad (1.1)$$

$$\nu_{post-fission} = (E_c^*/200 \text{ MeV}) + 3 \quad (1.2)$$

où $\nu_{pre-fission}$ et $\nu_{post-fission}$ sont les nombres de neutrons de pré- et post-fission et E_c^* et l'énergie d'excitation du noyau composé produit par fusion [Sch89].

Moment angulaire des fragments de fission

La figure 1.4 montre le spin moyen des états discrets dans des fragments de fission produits par trois réactions différentes de fission. Le spin moyen des fragments produits par fission spontanée du ^{252}Cf est de l'ordre de 5-7 \hbar [Abd87].

Les spins moyens observés en fission induite par ions lourds ont des valeurs environ 2 \hbar supérieures à celles obtenues en fission spontanée.

Ainsi, les réactions de fusion-fission permettent d'atteindre des moments angulaires plus importants et ainsi de construire des schémas de niveaux à plus hauts spins.

1.2 La spectroscopie γ des fragments de fission

Déexcitation des fragments primaires

Les fragments de fission sont généralement produits “chauds”¹. L’énergie d’excitation d’un fragment primaire est en moyenne de 20 MeV pour un moment angulaire d’environ $7 \hbar$ (pour la fission spontanée du noyau ^{252}Cf). Ces états excités étant instables, les fragments vont se “refroidir” pour atteindre leur état fondamental.

Dans un premier temps, le fragment primaire émet des particules légères chargées et/ou neutres (alpha, proton, neutron). L’évaporation de neutrons est la plus favorable car il n’y a pas de barrière coulombienne à franchir. Le nombre de neutrons émis dépend principalement de l’énergie d’excitation disponible : au moins 10 MeV d’énergie d’excitation sont nécessaires pour l’émission d’un neutron (~ 8 MeV d’énergie de liaison + ~ 2 MeV d’énergie cinétique emportée).

Le fragment secondaire d’énergie d’excitation de quelques MeV se déexcite alors par l’émission de rayonnements γ .

La figure 1.5 montre la région d’entrée des fragments de fission dans le repère (moment angulaire ; énergie d’excitation). Le nombre variable de neutrons évaporés ainsi que les mécanismes de fission contribuent à l’élargissement de cette région d’entrée tant en énergie, qu’en moment angulaire.

Après l’évaporation de neutrons, l’énergie d’excitation du noyau peut être encore élevée (plus de 8 MeV). La forte densité de niveaux conduit à l’émission de rayonnements γ de grande énergie et de type E1, appelés γ “statistiques”. Ces rayonnements, au nombre de 1 à 3 par fragment pour la fission spontanée du ^{252}Cf , emportent peu de moment angulaire. Ils relient la région d’entrée aux régimes plus ordonnés situés sur ou à proximité de la ligne yrast. Cette dernière présente l’énergie minimale que possède un noyau pour un moment angulaire donné.

Ces états de basse énergie (généralement < 5 MeV pour des fragments de fission) sont reliés par des transitions discrètes qui vont être mesurées par des dispositifs expérimentaux dans le but de construire les schémas de niveaux des noyaux produits.

¹Il existe également une fission dite “froide”, processus rare qui conduit à la formation de deux fragments dont la somme des énergies d’excitation tend vers zéro[Cle86].

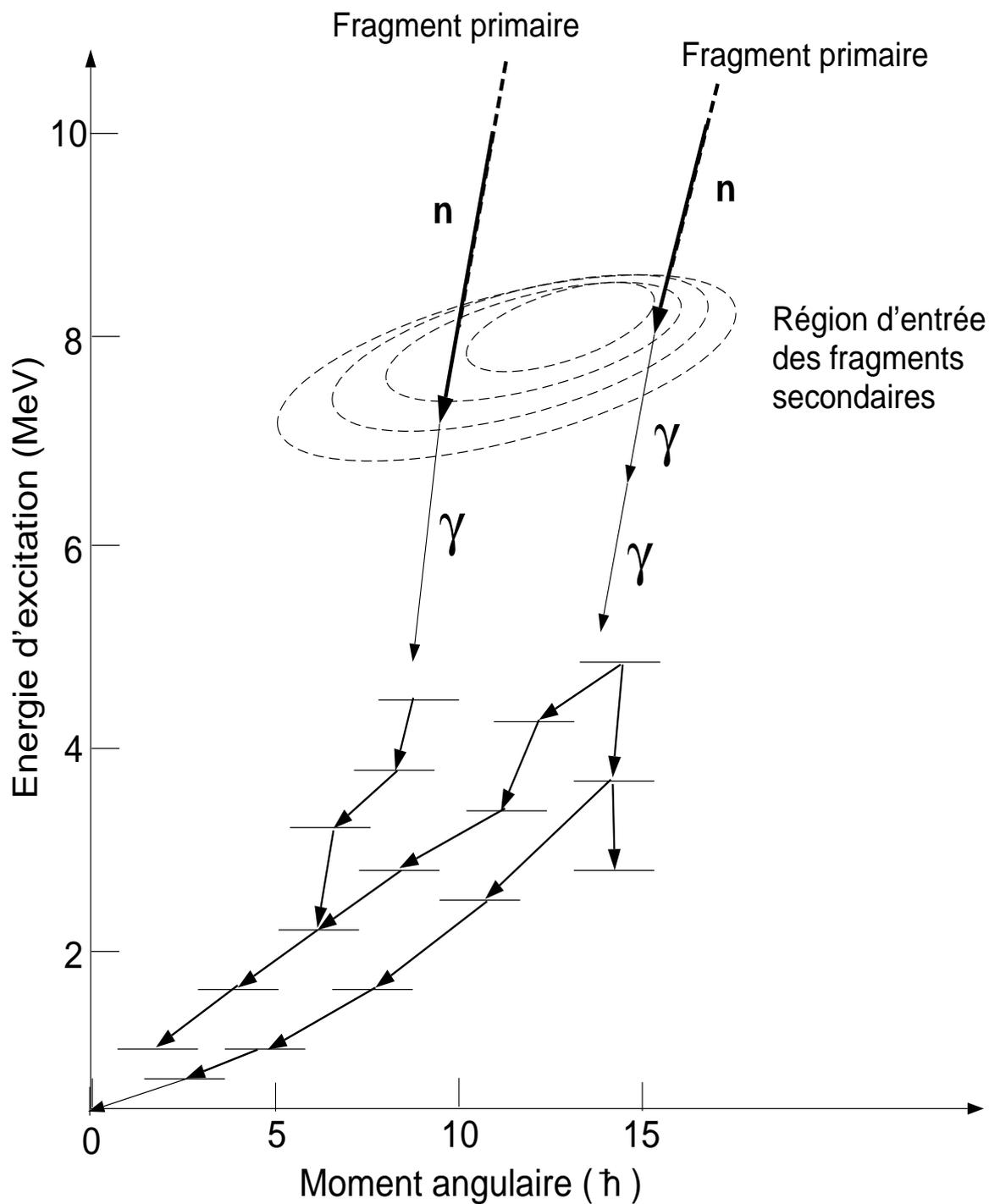


FIG. 1.5 – Représentation schématique de la région d'entrée des fragments de fission secondaires dans le repère (E^*, I) .

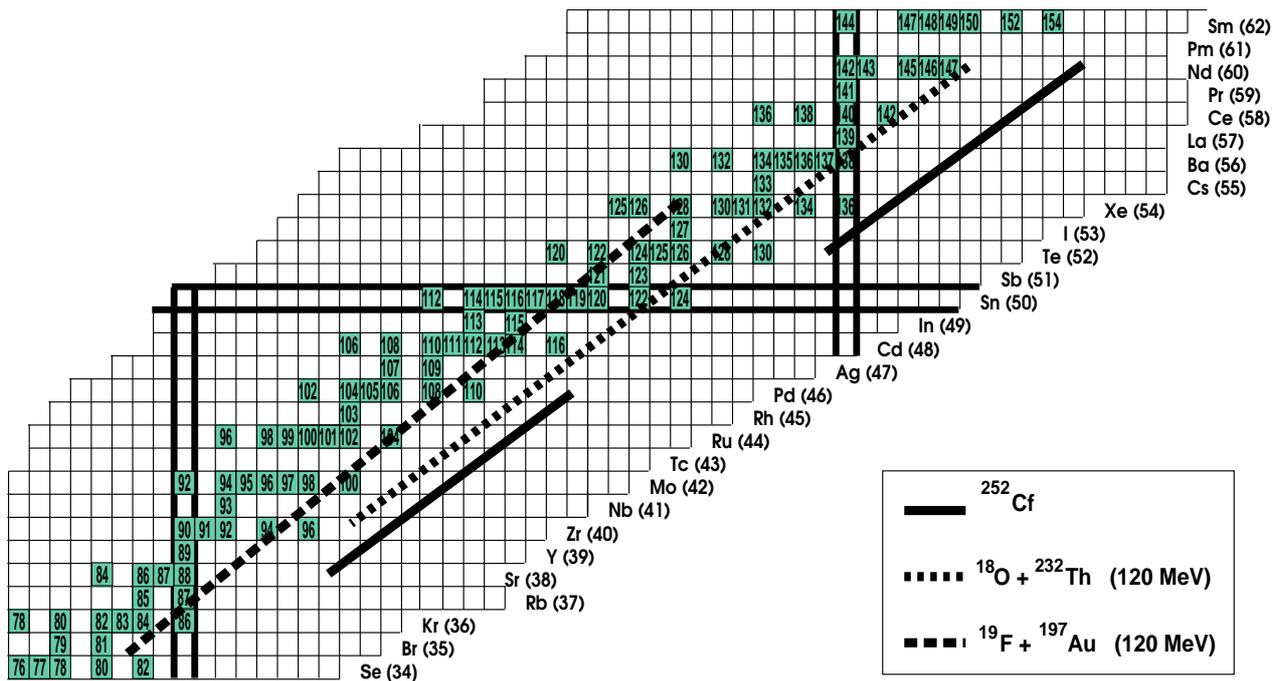


FIG. 1.6 – Extrait du tableau des éléments. Les segments représentent les fragments de fission les plus probables produits pour trois systèmes fissonnants [Dur90].

1.3 Résumé du chapitre

Le choix de la réaction de fission

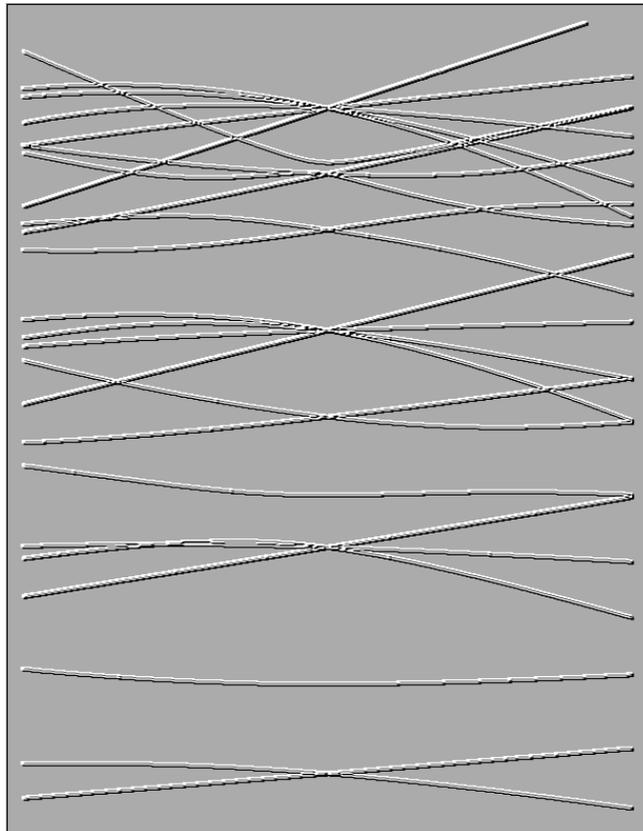
Dans une certaine mesure, l'expérimentateur peut, en choisissant judicieusement la réaction de fission, peupler une certaine région de masse [Ahm95]. La figure 1.6 montre, pour trois réactions différentes, les noyaux les plus produits.

Si on souhaite, par exemple, peupler la région comprise entre les deux régions peuplées par la fission du ^{252}Cf , il faut choisir un projectile et une cible avec le rapport N/Z le plus grand possible et minimiser l'énergie d'excitation du noyau composé afin de limiter l'évaporation de neutrons de pré-fission.

Notons que les faisceaux et cibles actuellement disponibles ne permettent pas de produire des fragments secondaires plus riches en neutrons que ceux produits par fission du ^{252}Cf .

Chapitre 2

Modèles en physique nucléaire



Un modèle est une représentation abstraite des relations existant entre les paramètres caractéristiques d'un phénomène ou d'un processus expérimental. Sa principale vertu est la simplification ; le modèle est construit à partir d'images qui représentent à nos yeux une réalité physique.

Un modèle a des obligations : il doit rendre compte de toutes les observations passées et permettre de prévoir des comportements non-encore observés. De plus, il doit être capable d'une certaine généralisation tout en conservant une souplesse suffisante pour pouvoir être amélioré.

Un modèle se développe en accord avec les observations expérimentales. La boucle itérative "Observation - Modélisation - Expérimentation" permet d'améliorer le modèle par confrontation avec la réalité.

Deux problèmes majeurs rendent obligatoire l'utilisation de modèles pour décrire la structure du noyau :

- Il faut considérer les N nucléons composant le noyau et résoudre un problème à N corps. Ce problème est insoluble et conduit à des approximations.
- L'interaction entre les nucléons, ou encore la force nucléaire, sont encore assez mal connues. Les modèles les plus récents proposent des paramétrisations phénoménologiques et utilisent une interaction effective.

Ce chapitre présente brièvement les différents modèles cités dans ce mémoire.

Les sections suivantes présentent les modèles en couches, la méthode de calcul Hartree-Fock-Bogoliubov avec contraintes et le modèle microscopique-macroscopique FRDM ("Finite Range Droplet Model").

2.1 Le modèle de la goutte liquide

La représentation la plus simple du noyau consiste à l'assimiler à une goutte de liquide, où les nucléons jouent le rôle de molécules.

Etabli par Von Weizsäcker en 1935 [Wei35], ce modèle macroscopique permet d'obtenir des propriétés de base des noyaux, telles que leur énergie de liaison, leur rayon ou encore, leur stabilité vis-à-vis de la désintégration bêta ou de la fission.

Les mesures expérimentales menées sur de nombreux noyaux ont permis de rendre compte de l'énergie de liaison du noyau à l'aide d'une expression analytique contenant le moins de termes possibles. La formule semi-empirique 2.1 donne l'énergie de liaison d'un noyau en fonction de sa masse A , de son nombre de protons Z , ainsi que de 4 paramètres a_v , a_s , a_c et a_a ajustés afin de reproduire les résultats expérimentaux :

$$B(A, Z) = a_v \cdot A - a_s \cdot A^{2/3} - a_c \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \cdot \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A) \quad (2.1)$$

Le premier terme de l'équation 2.1, soit $a_v \cdot A$, représente l'énergie de volume ; le noyau est une goutte liquide dont l'énergie de liaison est proportionnelle au nombre de ses constituants ($a_v \cdot A$ avec $a_v = 15,56 \text{ MeV}$).

Les nucléons qui sont à la surface de la sphère ont moins de nucléons voisins. La correction apportée est mise sous la forme $-a_s \cdot A^{2/3}$ (avec $a_s = 17,23 \text{ MeV}$), il s'agit de l'énergie de surface.

Il faut également tenir compte de la répulsion coulombienne qui agit entre les protons et tend à réduire l'énergie de liaison. Les termes "coulombien" ($-a_c \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ avec $a_c = 0,7 \text{ MeV}$) et "énergie d'asymétrie" ($a_a \cdot \frac{(N-Z)^2}{A}$ avec $a_a = 23,6 \text{ MeV}$) rendent compte de la stabilité des éléments lourds possédant un nombre de protons nettement inférieur au nombre de neutrons, afin de lutter contre la répulsion coulombienne entre protons.

Enfin, le dernier terme est lié au fait que les nucléons ont tendance à se mettre "deux par deux" conduisant à un moment angulaire nul. Ce terme correctif est différent suivant que le noyau est pair-pair ($\delta(A) = a_p \cdot A^{-1/2}$ avec $a_p = 12 \text{ MeV}$), pair-impair ($\delta(A) = 0$) ou impair-impair ($\delta(A) = -a_p \cdot A^{-1/2}$).

Cependant, ce modèle ne reproduit pas la forte stabilité observée dans des noyaux possédant un nombre dit "magique" de protons et/ou de neutrons (2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126). Ceci a conduit au développement du modèle en couches discuté dans la section 2.3.

2.2 Paramétrisation de la forme du noyau

La surface d'un noyau est décrite dans le référentiel du laboratoire à l'aide de variables dynamiques $\alpha_{\lambda\mu}$. La paramétrisation du rayon vecteur s'écrit :

$$R(\theta, \phi) = R_o \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (2.2)$$

où R_o est le rayon d'une sphère de même volume ; $Y_{\lambda\mu}$ sont des fonctions harmoniques sphériques normalisées.

Compte tenu des propriétés des harmoniques sphériques on a : $\alpha_{\lambda\mu} = (-1)^\mu \alpha_{\lambda-\mu}^*$.

Le paramètre $\lambda = 0$ décrit des variations de volume du noyau sphérique et $\lambda = 1$ une translation du noyau. Pour $\lambda = 2, 3, 4$ la déformation du noyau est respectivement quadrupolaire, octupolaire et hexadécapolaire. Ces premiers termes suffisent généralement pour les descriptions du noyau.

Dans le cas des déformations quadrupolaires ($\lambda = 2$) :

Si le noyau est rigide, alors il est préférable de se placer dans un référentiel lié au noyau, et plus particulièrement dans celui constitué par les axes principaux d'inertie (API). On dispose alors de 3 variables (les angles d'Euler) qui décrivent l'orientation des API dans le référentiel du laboratoire, et de deux variables permettant de décrire la déformation du noyau.

Le passage du référentiel du laboratoire au référentiel des API, s'écrit, compte tenu des relations de transformation des harmoniques sphériques :

$$a_\nu = \sum_{\mu=-2}^2 D_{\mu\nu}^2 \cdot \alpha_\mu$$

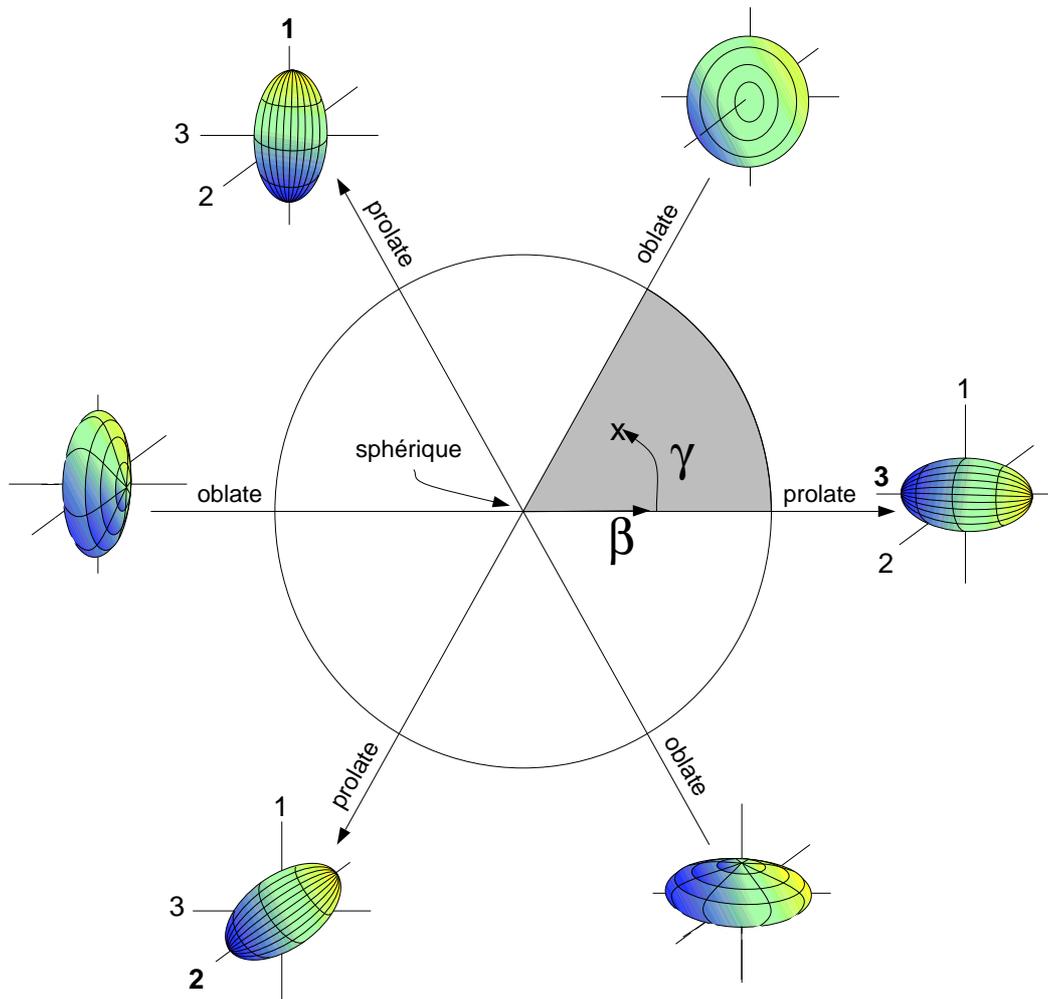
Le choix des axes principaux d'inertie comme référentiel entraîne les relations : $a_{21} = a_{2-1} = 0$ et $a_{22} = a_{2-2}$.

En général, on préfère à ces deux coordonnées, celles de Hill et Wheeler [Hil53], β et γ , telles que :

$$a_{20} = \beta \cdot \cos \gamma \quad (2.3)$$

$$a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \beta \cdot \sin \gamma \quad (2.4)$$

Compte tenu des nouveaux paramètres, la paramétrisation de la surface du noyau s'écrit, à l'aide des harmoniques sphériques Y_{20} et $Y_{2\pm 2}$:

FIG. 2.1 – Symétries et formes nucléaires dans le repère β, γ .

$$R(\theta, \phi) = R_o \left(1 + \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (\cos \gamma (3 \cos^2 \theta - 1) + \sqrt{3} \sin \gamma \sin^2 \theta \cos 2\phi) \right) \quad (2.5)$$

La figure 2.1 montre les variations de forme du noyau pour $\lambda = 2$ dans le repère des coordonnées polaires β, γ .

On remarque que :

- si $\beta = 0$ le noyau est sphérique.
- pour $\gamma = 0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$ le noyau a une forme “prolate” (allongée).
- pour $\gamma = 60^\circ, 180^\circ, 300^\circ$ le noyau a une forme “oblate” (aplatie).
- lorsque γ n’est pas un multiple de 60° , le noyau possède une forme triaxiale.
- L’intervalle $0^\circ < \gamma < 60^\circ$ est suffisant pour décrire la forme du noyau (les axes 1, 2, 3 étant interchangeables).

2.3 Le modèle en couches

L'observation des nombres magiques a conduit à la création d'un modèle décrivant le noyau comme une superposition de couches de nucléons [May49], [Hax49]. Les couches saturées contenant un nombre de nucléons égal à un nombre magique induisent une meilleure stabilité du noyau.

Le modèle en couches est celui de A particules indépendantes se mouvant dans un potentiel moyen. Ceci suppose donc l'existence d'un potentiel dans lequel les particules se déplacent librement, sans aucune interaction entre elles, du moins en première approximation. On doit ainsi résoudre un problème à un corps où chaque particule indépendante obéit aux équations de Schrödinger.

2.3.1 Le modèle en couches sphérique

L'hamiltonien est constitué d'un simple potentiel harmonique auquel sont ajoutés deux termes : l'un contient les opérateurs moments cinétiques orbital et de spin ($C\vec{l} \cdot \vec{s}$), l'autre est une correction de la forme du potentiel ($D\vec{l}^2$). L'hamiltonien s'écrit alors :

$$H_{sph} = \frac{|p|^2}{2\mu} + \frac{\mu}{2}\omega^2 |x|^2 - D\vec{l}^2 - C\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.6)$$

où μ est la masse réduite du nucléon ; ω , la fréquence de l'oscillateur harmonique.

La mesure de moments quadrupolaires de certains noyaux a cependant réfuté les prédictions du modèle en couches sphérique. L'hypothèse selon laquelle le noyau pouvait être déformé a conduit au modèle en couches déformé.

2.3.2 Le modèle en couches déformé de Nilsson

Le modèle en couches de Nilsson propose d'utiliser un potentiel avec trois degrés de liberté [Nil55]. Dans le cas de la symétrie axiale l'hamiltonien utilisé dans ce modèle est de la forme :

$$H_{def} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{1}{2m} [\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] - C\vec{l} \cdot \vec{s} - D\vec{l}^2 \quad (2.7)$$

Le noyau a la forme d'un ellipsoïde et l'axe de symétrie est ici l'axe z . On a alors $\omega_x = \omega_y = \omega_{\perp}$.

Les fréquences de rotation $\omega_{x,y,z}$ sont inversement proportionnelles aux demi-axes de l'ellipsoïde et s'expriment en fonction du paramètre de déformation ε comme :

$$\omega_{\perp} = \omega_o \left(1 + \frac{2}{3}\varepsilon\right)^{1/2} \quad \text{et} \quad \omega_z = \omega_o \left(1 - \frac{4}{3}\varepsilon\right)^{1/2} \quad (2.8)$$

avec ω_o ne dépendant de ε qu'au second ordre. Pour les faibles déformations ($< 0,6$), les paramètres de déformation ε et β sont reliés par la relation : $\varepsilon = \beta/1,057$.

L'introduction de ce paramètre de déformation dans l'hamiltonien va permettre de lever la dégénérescence en $2j + 1$ par rapport au modèle sphérique. Les valeurs propres des états vont être caractérisées par Ω qui est la projection de \vec{j} sur l'axe de symétrie du noyau. De même, Λ est la projection du moment orbital \vec{l} et Σ , la projection du spin \vec{s} ; avec $\Sigma + \Lambda = \Omega$.

Chaque couche du modèle de Nilsson décrit deux états de spins opposés définis par les nombres quantiques $[N n_z \Lambda]\Omega^{\pi}$ avec :

N , la couche de l'oscillateur harmonique.

n_z , le nombre quantique principal sur l'axe de symétrie.

Λ , la projection de \vec{l} sur l'axe de symétrie.

Ω , la projection de \vec{j} sur l'axe de symétrie.

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

La figure 2.2 donne l'évolution des orbitales pour des déformations positives et négatives, et pour différents nombres de protons et neutrons.

On constate que pour des faibles déformations, il y a peu de mélange entre les différentes couches N de l'oscillateur harmonique. Par contre, pour des valeurs croissantes de la déformation, la levée de dégénérescence fait disparaître les nombres magiques du modèle en couches sphérique. Pour certaines valeurs de déformation apparaissent des nouveaux "gaps" en énergie, laissant sous-entendre une stabilité du noyau pour certaines déformations.

On note également qu'une orbitale avec une faible projection Ω induit préférentiellement une déformation positive (forme prolata) car plus rentable énergétiquement. A contrario, les grandes valeurs de Ω favorisent les déformations négatives (forme oblate).

2.3.3 Le modèle en couches tournant ou modèle du cranking

En 1954, D.R. Inglis propose un modèle à particules indépendantes dans un potentiel tournant autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau déformé [Ing54]. Ce modèle rend compte de l'évolution du moment d'inertie du noyau et de l'énergie d'excitation lors de la rotation.

La méthode consiste à calculer les énergies individuelles à partir d'un hamiltonien lié au référentiel tournant. L'opérateur de rotation de l'angle ωt est :

$$R_x = e^{-i\hat{I}_x \omega t} \quad (2.9)$$

Il permet de changer de référentiel et l'hamiltonien dans le référentiel tournant peut s'écrire :

$$H_{rot} = H_o - \hbar\omega\widehat{I}_x \quad (2.10)$$

où H_o est l'hamiltonien décrivant le mouvement des nucléons en l'absence de rotation ; le second terme, soit $\hbar\omega\widehat{I}_x$, provient de la dérivation de l'opérateur rotation et représente l'interaction de Coriolis¹.

Le calcul des états propres de cet hamiltonien montre que l'action de Coriolis donne lieu à des forces de signes opposés suivant le sens de rotation du nucléon. Ceci conduit à une levée de la dégénérescence en moments cinétiques dans le modèle en couche de Nilsson (dégénérescence de Kramers). Il y a alors un nucléon par orbitale caractérisé par les nombres π et α , respectivement la parité et le nombre quantique relié aux valeurs propres r_x de l'opérateur de rotation par $r_x = \exp(-i\pi\alpha)$.

Dans le cas des noyaux de déformation paire (déformation prolate ou oblate), seule subsiste une invariance par rotation d'angle Π autour de l'axe perpendiculaire à l'axe de symétrie. Les deux états labellés (π, α) correspondent à des états propres de l'opérateur rotation dont les valeurs propres sont $\pm i$ pour les noyaux de masse impaire et ± 1 pour les noyaux de masse paire.

Aussi, pour les masses paires on aura :

$$\begin{array}{llll} r_x = +1 & \alpha = 0 & I = 0, 2, 4, 6, \dots & \pi = \pm \\ r_x = -1 & \alpha = 1 & I = 1, 3, 5, 7, \dots & \pi = \pm \end{array}$$

et pour les masses impaires :

$$\begin{array}{llll} r_x = +i & \alpha = +1/2 & I = 1/2, 5/2, 9/2, \dots & \pi = \pm \\ r_x = -i & \alpha = -1/2 & I = 3/2, 7/2, 11/2, \dots & \pi = \pm \end{array}$$

¹L'équivalent de ce terme en mécanique classique est la force de Coriolis.

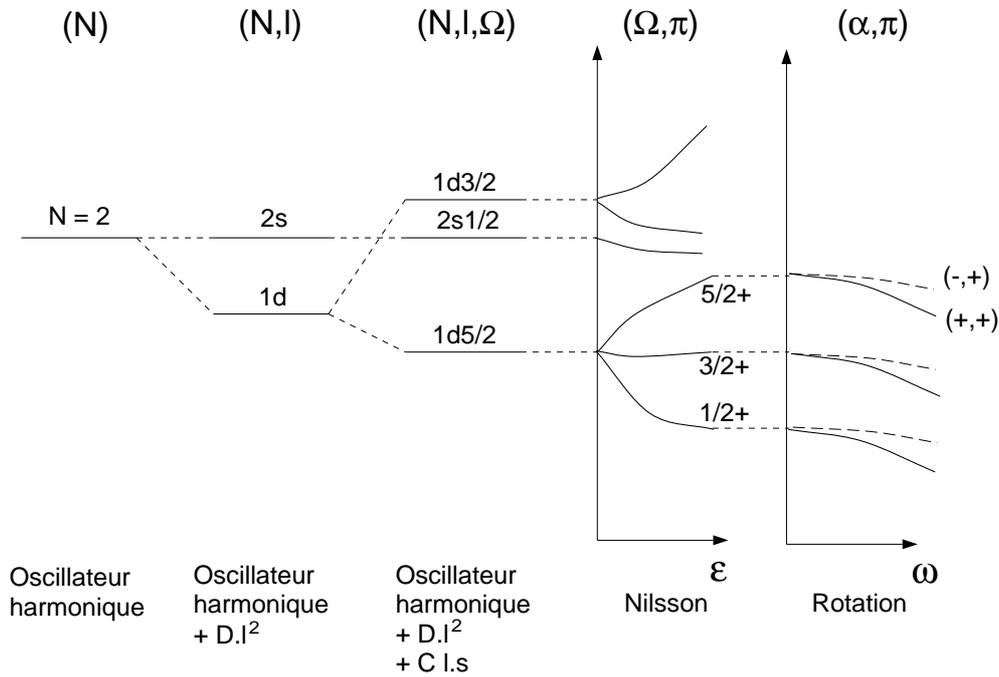


FIG. 2.3 – Evolution du modèle en couches : levée de la dégénérescence des états de particules individuelles. Les grandeurs entre parenthèses représentent les nombres quantiques caractéristiques de chaque modèle.

2.4 Le modèle unifié

2.4.1 Noyau pair-pair

Dans le cas des noyaux pair-pair, tous les nucléons peuvent être appariés et la somme des moments angulaires des nucléons est nulle : $J = \sum_i j_i = 0$.

La désexcitation du noyau tournant autour de lui même provient alors de niveaux de moment angulaire I et dont les énergies sont proportionnelles à $I(I + 1)$:

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} I(I + 1) \quad (2.11)$$

L'augmentation de la fréquence de rotation du noyau (i.e. son énergie d'excitation) peut permettre à la force de Coriolis de briser une paire de particules appariées. Le mouvement des deux nucléons de la paire brisée va se découpler de l'axe de symétrie et les deux moments angulaires vont s'aligner sur l'axe de rotation, conduisant à un brusque accroissement du moment angulaire.

L'énergie d'excitation devient la somme de l'énergie d'un état à deux particules et d'une énergie de rotation. On observe alors l'intersection de deux bandes rotationnelles, celle construite sur l'état fondamental et celle construite sur l'état à deux particules.

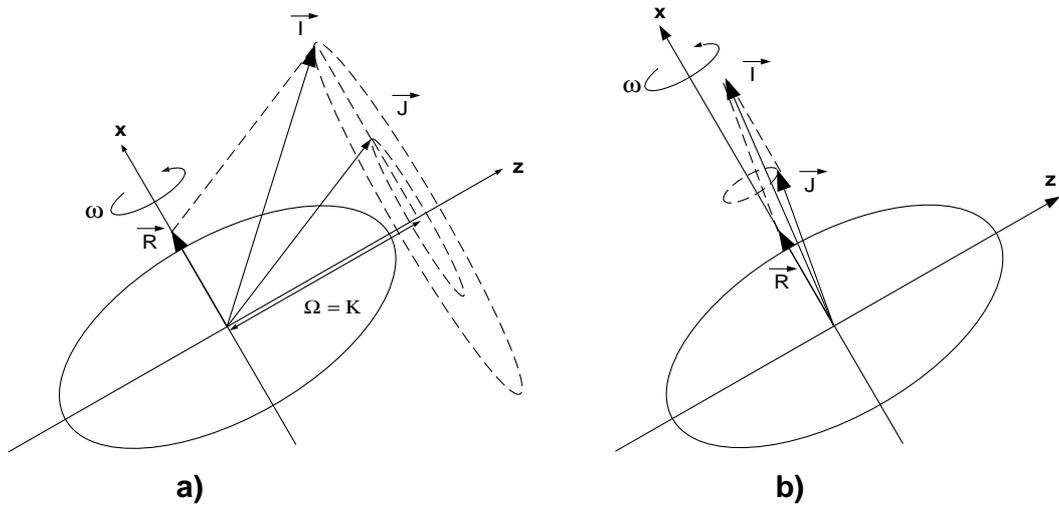


FIG. 2.4 – Représentation du couplage entre une particule et un noyau déformé ; a) cas du couplage fort, b) dans la limite du découplage.

Ce phénomène est appelé “effet de backbending” à cause du rebroussement de la courbe décrivant le moment d’inertie du noyau en fonction de sa fréquence de rotation.

2.4.2 Noyau impair, “rotor + particules”

Ce modèle proposé en 1953 par A. Bohr et B. Mottelson [Boh53], concilie le modèle de la goutte liquide et le modèle en couches, en couplant le comportement macroscopique du noyau aux niveaux individuels de nucléons. Le noyau est alors considéré comme un cœur rigide autour duquel tournent quelques nucléons. Son hamiltonien est composé d’une partie microscopique H_{ind} qui décrit le groupe des nucléons de valence et d’une partie phénoménologique H_{coll} qui décrit le cœur “inerte”. Si le mouvement collectif est un mouvement de rotation, l’hamiltonien s’écrit :

$$H = H_{ind} + \underbrace{\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \vec{R}^2}_{H_{coll}} \quad \text{avec} \quad \vec{R}^2 = (\vec{I} - \vec{J})^2 = (I^2 + J^2 - 2\vec{I} \cdot \vec{J})$$

où \mathfrak{S} est le moment d’inertie du noyau et J la somme des moments angulaires des particules indépendantes.

Le noyau est décrit comme la somme d’un cœur pair-pair et d’une particule individuelle. Le terme en $\vec{I} \cdot \vec{J}$ dans l’hamiltonien du système représente le couplage entre le cœur et la particule, il est également appelé terme de Coriolis car il tend à aligner le moment angulaire de la particule sur l’axe de rotation du noyau.

On distingue deux cas :

1. Si le noyau possède une large déformation β (alors $\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}}$ est petit), un spin modéré ou si l'orbitale occupée par la particule est de faible moment angulaire, le terme de Coriolis est alors petit devant le terme H_{coll} . Dans ce cas, le moment angulaire J de la particule de valence est fortement couplé au mouvement du coeur : c'est le couplage fort (figure 2.4.a).

L'énergie du système constitué d'un coeur et d'une particule s'écrit :

$$E(I, K) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \left(I(I+1) - \Omega^2 + a(-1)^{I+1/2} \cdot (I + \frac{1}{2}) \cdot \delta_{\Omega, 1/2} \right) \quad (2.12)$$

où a est le paramètre de découplage; Ω la projection du moment angulaire J de la particule sur l'axe de déformation du noyau.

2. Dans le cas des faibles déformations, des hauts spins ou d'orbitales de grand J , l'action de Coriolis peut être importante. Le moment angulaire I du noyau est contraint de s'aligner avec l'axe de rotation du noyau : c'est la limite du découplage (figure 2.4.b).

2.5 Modèles microscopiques

Dans les modèles en couches, on a défini le potentiel moyen généré par tous les autres nucléons et auquel est soumis chaque nucléon. On a donc un à priori sur la densité et la forme du potentiel. En réalité, la distribution en densité des nucléons adopte des formes variées rendant extrêmement compliquée la paramétrisation du potentiel moyen. Les modèles microscopiques permettent de contourner le problème en calculant cette distribution de densité et le champ moyen qui en résulte, à l'aide d'une interaction nucléon-nucléon effective.

Cette approche utilise un hamiltonien microscopique qui gouverne la dynamique des nucléons individuels en interaction selon les lois de la mécanique quantique.

$$H = \sum_{i=1}^A \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A v_{ij}^{eff} \quad (2.13)$$

m et p sont respectivement la masse et l'impulsion du nucléon ; le second terme est construit avec la force effective de l'interaction nucléon-nucléon v_{ij}^{eff} .

Définir exactement l'interaction nucléon-nucléon est toujours un problème complexe. Malgré les progrès réalisés dans ce domaine, il est aujourd'hui encore nécessaire de recourir à une paramétrisation.

Plusieurs interactions effectives phénoménologiques ont été conçues pour les approches microscopiques de la structure nucléaire. Les forces contiennent différentes quantités qui doivent être ajustées sur des observations et évidemment fixées une fois pour toutes. Une bonne interaction nucléon-nucléon doit être applicable à tout système de A nucléons.

Les deux forces les plus utilisées actuellement sont les forces de type Skyrme [Sky59] et les forces de type Gogny [Dec80], dont la différence réside principalement dans la portée de la force ; la première est de portée nulle, la seconde de portée finie.

Les calculs microscopiques rapportés dans ce mémoire, ont été réalisés avec la force D1S de Gogny.

2.5.1 La méthode Hartree-Fock

Cette méthode de calcul, empruntée à la physique atomique, est utilisée pour dériver le champ moyen. La fonction d'onde de l'état fondamental d'un noyau composé de A nucléons, est un déterminant de Slater Ψ_{HF} , c'est à dire un produit antisymétrisé des orbitales ϕ_{α_i} des A nucléons.

$$\Psi_{HF}(x_1, \dots, x_A) = \det [\phi_{\alpha_1}(x_1) \cdot \phi_{\alpha_2}(x_2) \dots \phi_{\alpha_A}(x_A)] \quad (2.14)$$

où les x_i représentent l'ensemble des variables d'espace, de spin et d'isospin du nucléon i .

Les orbitales ϕ_α sont fournies par la résolution des équations d'Hartree-Fock. Celles-ci sont obtenues en minimisant l'énergie totale du noyau par le principe variationnel :

$$E = \frac{\langle \Psi_{HF} | H | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle} \quad (2.15)$$

Ceci conduit à A équations de Hartree-Fock. Ces équations se comportent comme un système de A équations de Schrödinger couplées pour les A états à une particule ϕ_{α_i} . Du fait de la non-linéarité des équations, le champ moyen et les états individuels sont cohérents entre eux : le champ moyen est construit à partir des états individuels qui eux mêmes sont des états propres du champ moyen. Le calcul itératif qui en découle est appelé "auto-consistant".

Cependant, la méthode Hartree-Fock montre ses faiblesses pour le calcul des états individuels dans les noyaux dont le nombre de protons ou de neutrons est entre les nombres magiques. Pour ces noyaux, l'excitation particule-trou peut être de très faible énergie (voire nulle) ; dans ce cas, les états peuvent être couplés par l'interaction résiduelle persistant entre les nucléons. L'impossibilité d'introduire en une étape l'interaction résiduelle dans l'hamiltonien conduit à introduire successivement différentes contraintes à la méthode Hartree-Fock.

2.5.2 La méthode Hartree-Fock-Bogoliubov

La composante attractive de l'interaction résiduelle crée une "énergie de liaison" entre deux nucléons. Une analogie observée dans les matériaux supra-conducteurs a introduit le principe d'appariement entre deux nucléons de même nature mais de spins opposés. Le noyau n'est alors plus décrit comme un ensemble de particules indépendantes mais comme un ensemble de paires individuelles.

L'état fondamental du noyau est alors décrit par une fonction d'onde de paires de particules, et les excitations individuelles de type particule-trou sont remplacées par des excitations à deux quasiparticules. Ainsi, une quasiparticule est définie par le mouvement d'un nucléon dans le champ moyen et par son interaction résiduelle.

2.5.3 Champs extérieurs de contrainte

Comme pour le modèle en couches, il est important de contraindre le noyau par la déformation. Une nouvelle correction peut être appliquée sur l'hamiltonien par l'adjonction d'opérateurs Q_i (opérateurs multipolaires) et de facteurs multiplicatifs λ_i (paramètres de Lagrange), qui permettent d'imposer une déformation au noyau.

$$H \longrightarrow H - \lambda_1 \cdot Q_1 - \lambda_2 \cdot Q_2 - \dots \quad (2.16)$$

Les opérateurs Q_i sont des moments multipolaires de masse qui agissent sur l’allongement du noyau le long de ses axes.

En faisant varier l’intensité des moments multipolaires, on obtient un ensemble de fonctions d’onde Ψ_{HFB} indicées par des paramètres de déformation q_i , valeurs propres des opérateurs Q_i , et d’énergie E_{HFB} .

Le principe variationnel, qui donne les énergies E_{HFB} dans l’espace des déformations générées par les Q_i permet de construire une surface d’énergie potentielle.

$$E_{HFB}(q) = \frac{\langle \Psi_{HFB}(q) | H | \Psi_{HFB}(q) \rangle}{\langle \Psi_{HFB}(q) | \Psi_{HFB}(q) \rangle} \quad (2.17)$$

où q représente un ensemble de paramètres de déformation, définis par la valeur moyenne des Q_i entre les fonctions d’ondes Ψ_{HFB} .

La surface d’énergie potentielle décrit l’énergie minimale du noyau pour une certaine déformation.

2.5.4 La méthode HFB-cranking

La rotation du noyau perturbe le champ moyen auquel sont soumis les nucléons. La méthode du cranking appliquée au modèle en couches peut également être utilisée avec le formalisme HFB. Elle propose une résolution des équations HFB dans un repère tournant, permettant également de suivre l’évolution de l’appariement avec la fréquence de rotation du noyau.

L’hamiltonien est du même type que celui présenté dans l’équation 2.10 et le principe variationnel permet à nouveau de minimiser l’énergie d’un état de spin donné.

Cette méthode est particulièrement bien adaptée à l’étude des bandes rotationnelles, à condition que celles-ci soient faiblement couplées aux mouvements de vibration.

2.5.5 La méthode de la coordonnée génératrice (GCM)

L’observation des surfaces d’énergie potentielle prédit l’existence de noyaux “mous”. Pour ces noyaux, la différence en énergie pour deux déformations (suffisamment éloignées pour qu’il n’y ait pas recouvrement des fonctions d’onde HFB) peut être faible. Ainsi, l’interaction résiduelle peut coupler deux états HFB ayant des déformations différentes.

La méthode GCM propose d’utiliser une fonction d’onde qui est un mélange de configurations de différentes déformations. La fonction d’onde est écrite sous la forme :

$$\tilde{\Psi}(x_1, x_2, \dots, x_A) = \int f(q) \Psi_{HFB}(q)(x_1, x_2, \dots, x_A) dq \quad (2.18)$$

$f(q)$ représente l'intensité des états superposés.

A nouveau, la nouvelle fonction d'onde minimise l'énergie à l'aide du principe variationnel.

Cette méthode permet de déterminer la fonction d'onde et l'énergie de l'état fondamental des noyaux "mous", majoritaires dans le tableau des éléments. Elle fournit également les états excités à N phonons, distincts dans l'espace des déformations.

2.5.6 "Hamiltonien de Bohr" à cinq dimensions, noyaux pairs-pairs

La résolution de l'hamiltonien de Bohr à cinq dimensions permet de calculer les niveaux excités dans le potentiel et dans une surface (β, γ) [Kum67].

L'hamiltonien de Bohr, appelé également hamiltonien collectif, se compose de deux termes :

$$H = V(\beta_0, \beta_2) + \left(\frac{1}{2} (B_{00}\dot{\beta}_0^2 + 2B_{02}\dot{\beta}_0\dot{\beta}_2 + B_{22}\dot{\beta}_2^2) + \sum_{i=1}^3 \frac{J_i^2}{2I_i} \right) \quad (2.19)$$

où β_0, β_2 sont des variables sans dimensions respectivement proportionnelles à q_{20} et q_{22} ; J_i est le moment d'inertie du noyau.

Le premier terme est un terme potentiel construit par la surface d'énergie potentielle issue du calcul HFB. Le second terme est un terme cinétique qui fait intervenir les masses collectives $B_{\mu\nu}$ de type vibrationnel ainsi que les moments angulaire I_i pour la partie rotationnelle. On a ainsi 5 degrés de liberté.

La résolution de cet hamiltonien pour un moment angulaire I du noyau donne tous les états collectifs possibles et la déformation correspondante. Ce calcul ne s'applique qu'aux systèmes pairs-pairs car il n'y a pas conservation du spin des niveaux lorsque la symétrie axiale est brisée.

2.5.7 Méthode du "blocking", noyaux impairs

Pour les noyaux possédant un nombre impair de protons et/ou de neutrons, l'état fondamental du noyau n'est plus un bon vide de quasiparticules à cause du dernier nucléon célibataire (au sens de l'appariement).

Les équations HFB sont alors résolues en considérant le noyau comme la somme d'un noyau pair-pair et de quasiparticules.

Les quasiparticules sont tour-à-tour contraintes (bloquées) sur une orbitale, et les niveaux du coeur sont calculés de façon auto-consistante. L'état le plus bas en énergie correspond à l'état fondamental et ceux de plus hautes énergies proviennent d'excitations à 1, 3, 5 ... quasiparticules.

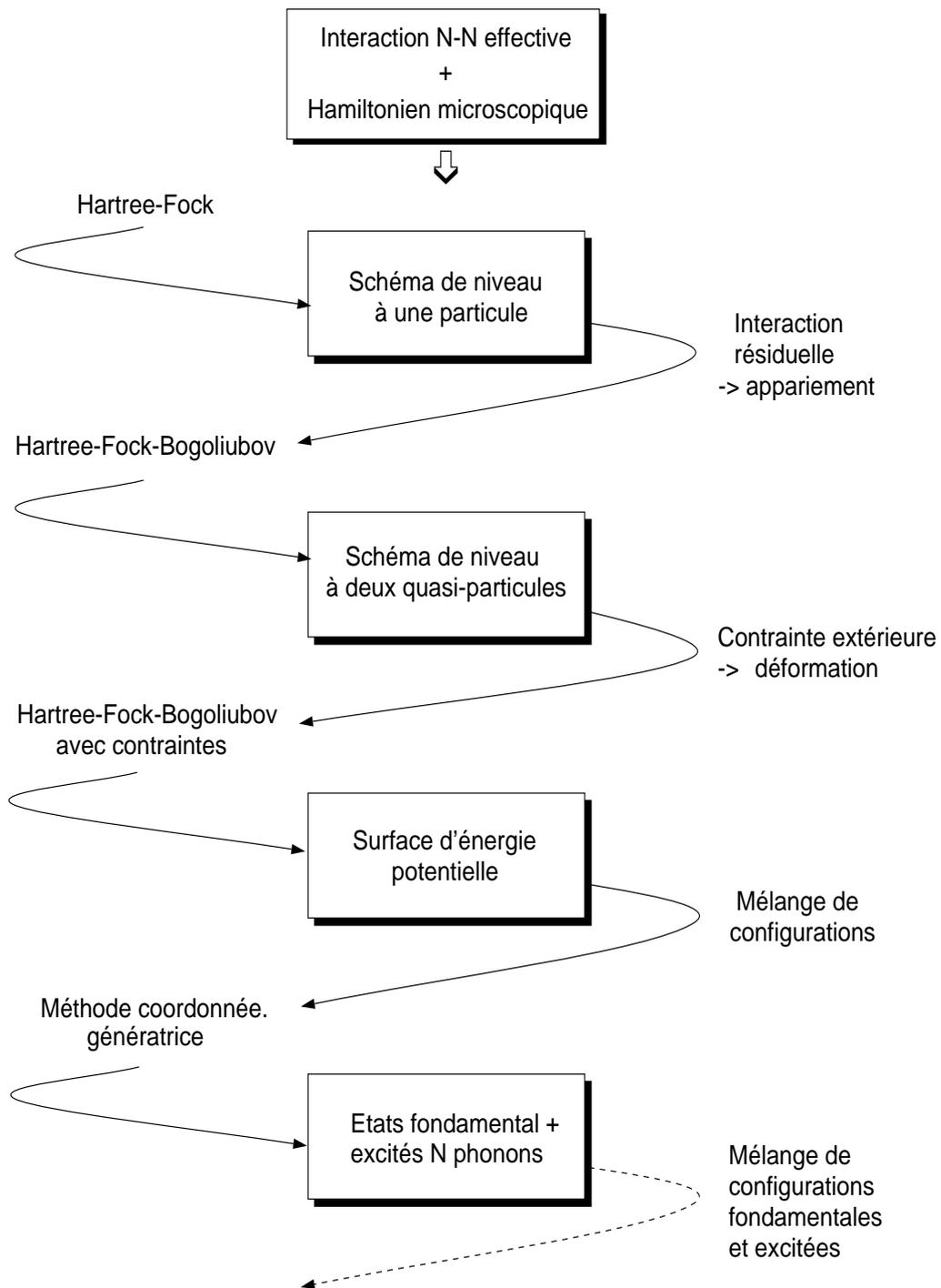


FIG. 2.5 – Approximations successives dans la méthode utilisant un hamiltonien microscopique et une interaction effective nucléon-nucléon : inclusion des interactions individuelles et des contraintes extérieures.

2.6 Le modèle “Finite-Range Droplet Model”

Dans ce modèle, à la fois macroscopique et microscopique, l'énergie potentielle du noyau est calculée en fonction de la forme et des nombres de protons et neutrons du noyau. Cette énergie est la somme d'un terme macroscopique, fondé sur le modèle de la goutte liquide, et d'un terme microscopique représentant les corrections de couche et d'appariement.

$$E_{pot}(Z, N, forme) = E_{macro}(Z, N, forme) + E_{micro}(Z, N, forme) \quad (2.20)$$

La forme du noyau est paramétrisée dans le formalisme microscopique par un potentiel phénoménologique à une particule.

Les corrections liées aux effets de couches sont réalisées à l'aide de la méthode de Strutinsky, et le modèle microscopique pour l'appariement est celui de Lipkin-Nogami [Nog64].

L'ouvrage [Mol95] présente plus en détail le formalisme de ce modèle, en précisant les termes employés pour les différentes corrections. Les nombreuses constantes utilisées dans ce modèle (44 au total) sont, pour la plupart, ajustées sur des résultats expérimentaux.

Les résultats obtenus avec ce modèle concernent principalement les masses et déformations de nombreux noyaux (8979 noyaux calculés du noyau ^{16}O au $^{339}\text{136}$), mais aussi : des propriétés de décroissance β et α , des énergies de séparation neutron et proton,

2.7 Confrontation modèles/expériences

Le modèle en couches, en particulier le modèle de Nilsson, est utilisé en général en tant qu'outil “intuitif”. Ce modèle permet d'estimer la déformation la plus probable (oblate ou prolate) et les configurations (nombres quantiques l et j) dans lesquelles se trouvent les protons et les neutrons, et on peut en déduire le type d'excitation (rotation, vibration) que subit le noyau.

La méthode de calcul HFB avec contraintes a été employée pour calculer des bandes rotationnelles et étudier les changements de structures des noyaux produits lors de nos expériences. L'accord expérience / théorie sert de validation au modèle, qui lui-même aide à l'interprétation des résultats expérimentaux.

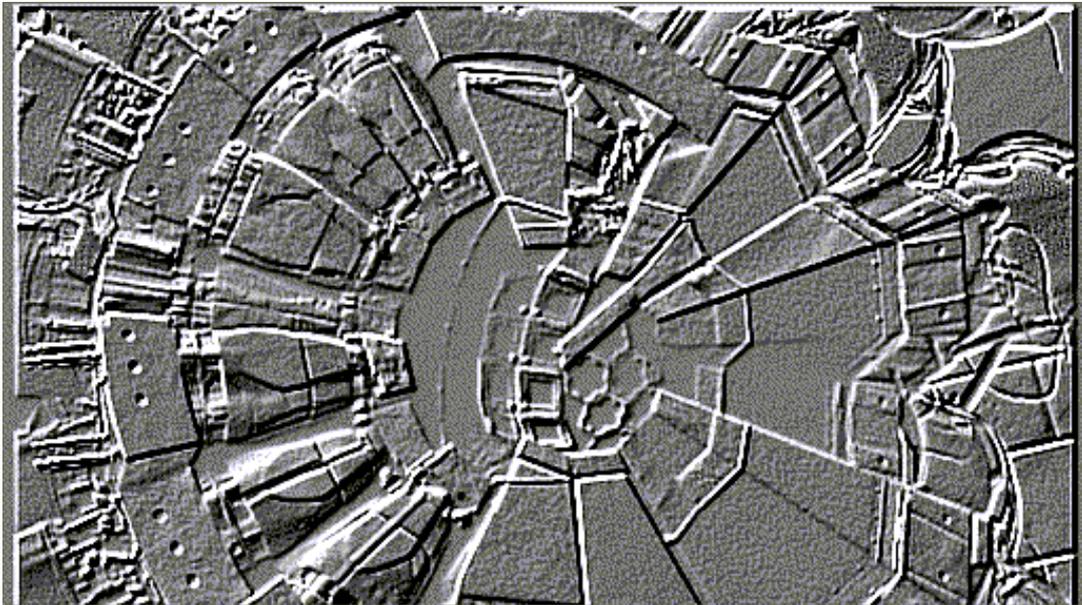
Enfin, des résultats proposés par le modèle FRDM seront confrontés à nos observations.

Deuxième partie

Dispositifs et expériences

Chapitre 3

Le multidétecteur EUROBALL III



Le principe de Lavoisier “*rien ne se perd, rien ne se crée, tout se transforme*” est complété par la célèbre théorie d'Einstein “*Tout corps qui rayonne éprouve une perte de masse égale au quotient de l'énergie rayonnée par le carré de la vitesse de la lumière*”. Le noyau et les rayonnements qu'il émet sont intimement liés. La spectroscopie de ces rayonnements gamma permet alors l'étude de la structure nucléaire. Les informations transportées par les photons et transmises aux instruments de mesure permettent de caractériser le noyau.

En un siècle, l'œil de Rutherford comptant les impacts des rayonnements sur un support fluorescent a été remplacé par des instruments puissants capables de mesurer des énergies avec une résolution inférieure à 2 pour-mille, ou avec des temps de réponse inférieurs à la nanoseconde.

Cette évolution a été remarquable, en particulier après la seconde guerre mondiale, avec l'apparition des tubes photomultiplicateurs pour les détecteurs scintillateurs et la découverte des détecteurs semi-conducteurs à jonction. Dès lors, les découvertes faites en structure nucléaire, telles que l'observation de bandes rotationnelles en 1963 [Mor63] ou les bandes superdéformées en 1986 [Twi86], ont motivé le développement de spectromètres de plus en plus performants, repoussant ainsi les limites d'observation [Tav63], [Peh72].

Ce chapitre est consacré au multidétecteur EUROBALL III, composé de détecteurs au germanium. Mis en service en 1997, EUROBALL III et son homologue américain “GAMMAS-PHERE” étaient alors les instruments les plus efficaces pour l'étude des noyaux peuplés à hauts et moyens spins.

3.1 Caractéristiques générales d'un multidétecteur

3.1.1 Le choix du matériau

La spectroscopie gamma des noyaux produits à hauts spins lors de réactions de fusion-évaporation ou de réactions de fission nécessite une bonne résolution en énergie. Il est en effet possible de trouver, dans le même noyau ou parmi tous les noyaux produits lors de la réaction, plusieurs transitions dont les énergies sont proches à quelques % près.

La résolution en énergie dépend principalement de la collecte des charges créées par la particule traversant le matériau ; plus le nombre de charges collectées (et a fortiori créées) est important, meilleure sera la résolution en énergie.

Le choix du matériau semi-conducteur est aussi guidé par la section efficace de photo-absorption. Celle-ci doit être la plus grande possible de manière à ce que le photon soit absorbé dans un volume de taille réaliste. Comme la section efficace est proportionnelle à des puissances positives du numéro atomique Z du matériau, il est important de choisir Z le plus grand possible ; le germanium ($Z=32$) est le semi-conducteur avec le nombre Z le plus élevé qu'il soit techniquement possible de produire.

Notons que l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans le germanium est de 2,94 eV.

D'un point de vue technique, les détecteurs au germanium doivent être refroidis afin de limiter l'agitation thermique qui favoriserait la recombinaison des charges créées par le photon. Il est également nécessaire de les polariser pour maximiser l'épaisseur de la zone "déplétée" (polarisation de 1 à 5 kVolts, suivant la taille du détecteur).

3.1.2 Caractéristiques d'un détecteur au Germanium

Les principales grandeurs qui caractérisent un détecteur sont : les résolutions en énergie et en temps, le rapport "pic-sur-total", l'efficacité de détection et la probabilité d'empilement.

1. La résolution en énergie :

C'est le pouvoir du détecteur de séparer les raies γ . Elle est caractérisée par la largeur à mi-hauteur d'un pic obtenu pour un rayonnement donné. Mesurée avec une source de ^{60}Co , cette grandeur est de l'ordre de 2 keV pour la raie à 1,33 MeV.

Sous faisceau, les conditions expérimentales peuvent détériorer la résolution en énergie. Si les rayonnements γ d'énergie E_0 sont détectés à un angle Θ par rapport à la trajectoire d'un noyau avec une vitesse de recul $v = \beta c$, alors l'énergie mesurée par le détecteur est la suivante :

$$E_\gamma = E_0(1 + \beta \cos\Theta) \quad (3.1)$$

L'ouverture angulaire des détecteurs, les variations de vitesse ainsi que la dispersion angulaire des noyaux de recul vont contribuer à augmenter la largeur des pics gaussiens mesurés pour une énergie γ .

2. La résolution en temps : Elle diffère suivant le type de détecteur au germanium, mais elle est en général inférieure à 10 ns pour les détecteurs au germanium.

3. La fonction de réponse :

La mesure de l'énergie transportée par le photon est obtenue grâce à l'interaction entre le rayonnement γ et la matière. Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse (de quelques dizaines de keV à plusieurs MeV), on rencontre trois processus d'interaction : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires [Kno79].

- L'effet photoélectrique : Le photon incident transmet à un électron lié du milieu toute son énergie. Le nombre de charges collectées est proportionnel à l'énergie déposée par le photon incident.
- La diffusion Compton : Le photon interagit par diffusion élastique sur un électron peu lié, voire libre. Le photon peut diffuser plusieurs fois avant d'être absorbé par effet photoélectrique ; mais s'il parvient à sortir du détecteur, le nombre de charges collectées ne sera pas en accord avec l'énergie initiale du photon.

- La création de paires : Si l'énergie du photon est supérieure à 1022 keV, celui-ci a la possibilité de se désintégrer en une paire électron-positon. L'électron va ioniser le milieu tandis que le positon, par annihilation avec un électron, va engendrer la création de deux photons d'énergie 511 keV chacun.

Lors d'une diffusion Compton ou d'une création de paires, les rayonnements γ peuvent s'échapper du détecteur. La mesure de l'énergie est alors erronée et contribue au bruit de fond. On définit le paramètre "Pic-sur-Total" (P/T) comme le rapport du nombre N_{pic} d'événements obtenus dans le pic de pleine énergie sur le nombre total N_{det} d'événements détectés :

$$P/T = \frac{N_{pic}}{N_{det}} \quad (3.2)$$

Ce rapport doit tendre vers 1 afin de minimiser le bruit de fond et ne garder dans le spectre que des bons événements. L'utilisation de gros volumes permet d'améliorer ce rapport en augmentant la probabilité pour un photon d'être absorbé.

L'utilisation d'enceintes anti-Compton au BGO permet également d'améliorer le rapport P/T . Les cristaux de BGO possèdent une grande efficacité de détection ; placés autour des cristaux de germanium, ils détectent les rayonnements γ qui s'échappent après diffusion dans le germanium. Les événements correspondants sont alors rejetés par le système d'acquisition. Grâce à leur grande densité, les cristaux de BGO peuvent être de petite taille. Par ailleurs, ils ne sont pas en vue directe de la cible grâce à des collimateurs en plomb et tungstène.

4. L'efficacité de détection

L'efficacité de détection correspond à la probabilité pour un détecteur de mesurer un rayonnement γ . Normalisées par Ω , l'angle solide total sous-tendu par le détecteur, les efficacités absolue et photopic sont définies comme :

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{det}}{N_{emis}\Omega}, \quad \epsilon_{ph} = \frac{N_{pic}}{N_{emis}\Omega} \quad (3.3)$$

Où N_{emis} est le nombre de rayonnements émis par une source calibrée ; N_{det} , le nombre de rayonnements collectés et N_{pic} , le nombre d'événements dans le pic de pleine énergie.

Afin de comparer les différents types de détecteurs, on définit fréquemment une efficacité relative par rapport à un détecteur NaI (détecteur à scintillations au iodure de sodium) de taille déterminée (7,6 cm de diamètre et 7,6 cm de long) placé à 25 cm de la source. Cette efficacité est donnée par le rapport de l'efficacité photopic du détecteur germanium sur celle du détecteur NaI pris comme référence. La mesure est toujours effectuée à $E_\gamma = 1,33$ MeV.

5. La probabilité d'empilement

Il est possible que plusieurs γ d'un événement de multiplicité M soient détectés simultanément dans le même cristal. La probabilité P_γ de détecter un seul rayonnement dans

un détecteur est donné par :

$$P_\gamma = (1 - \epsilon_{abs}\Omega)^{M-1} \quad (3.4)$$

3.1.3 Efficacité de détection d'un multidétecteur

L'efficacité de détection photopic d'un multidétecteur dépend des caractéristiques précédemment citées des N détecteurs individuels le composant. Elle est donnée par l'expression :

$$E_{ph} = \sum_{i=1}^{Det. N} (\epsilon_{ph})_i \cdot (\Omega)_i \cdot (P_\gamma)_i \quad (3.5)$$

Pour obtenir la plus grande efficacité possible il est nécessaire de couvrir un angle solide total $N\Omega$ le plus grand possible, tout en gardant Ω suffisamment petit pour minimiser la probabilité d'empilement P_γ et l'élargissement Doppler.

3.2 EUROBALL III

Le projet EUROBALL, né en 1988 à l'initiative de 6 pays européens (France, Grande-Bretagne, Allemagne, Italie, Danemark et Suède), a pour but le développement d'un spectromètre γ couvrant un large angle solide et possédant les qualités requises pour les programmes de recherche [Ger92].

EUROBALL III est la troisième phase du développement d'un spectromètre γ européen.

La première phase était basée sur l'utilisation de gros volumes de germanium entourés d'une enceinte anti-Compton, appelés "Tapered". Le dispositif EUROGAM I, construit et financé par la France et la Grande Bretagne, était installé à Daresbury (GB). Il a fonctionné de 1992 à 1993.

La seconde phase proposait pour la première fois l'utilisation de détecteurs composites : les "Clovers". Le détecteur EUROGAM II était composé de détecteurs d'EUROGAM I et de détecteurs "Clovers". Issu également d'une collaboration Franco-Britannique, ce dispositif a fonctionné à Strasbourg de 1994 à 1996.

EUROBALL III, quand à lui, combinait la seconde génération de détecteurs composites (les "Clusters"), les détecteurs "Clovers" ainsi que les détecteurs de la première phase (les "Tapereds"). Installé à Legnaro (Italie), il a fonctionné de 1997 à 1998.

3.2.1 Géométrie

Le détecteur EUROBALL III est constitué de 71 détecteurs équipés d'enceintes anti-Compton. On distingue trois types de détecteurs développés pour l'optimisation des paramètres exposés dans la section précédente : les "Tapered", les "Clovers" et les "Clusters".

- a) Les "Tapereds". Ce sont des détecteurs composés d'un cristal de germanium de 7 cm de diamètre et 7 cm de long, entouré de 10 cristaux de BGO. L'efficacité relative de ce détecteur est d'environ 70%. EUROGAM I était composé exclusivement de 45 détecteurs "Tapered", tandis que EUROGAM II et EUROBALL III en comptaient chacun 30.

La recherche d'une meilleure efficacité de détection a conduit au développement de détecteurs dits composites. Ces détecteurs consistent en la juxtaposition de plusieurs cristaux de germanium, l'ensemble étant entouré par une enceinte anti-Compton. Ce concept permet d'augmenter l'angle solide sous-tendu par le détecteur ainsi que son volume de détection, tout en gardant une bonne granularité pour limiter la probabilité d'empilement ainsi que l'élargissement Doppler.

A l'intérieur d'un détecteur composite, un photon peut diffuser et déposer son énergie dans plusieurs cristaux. L'énergie du rayonnement gamma incident est alors obtenue en sommant les

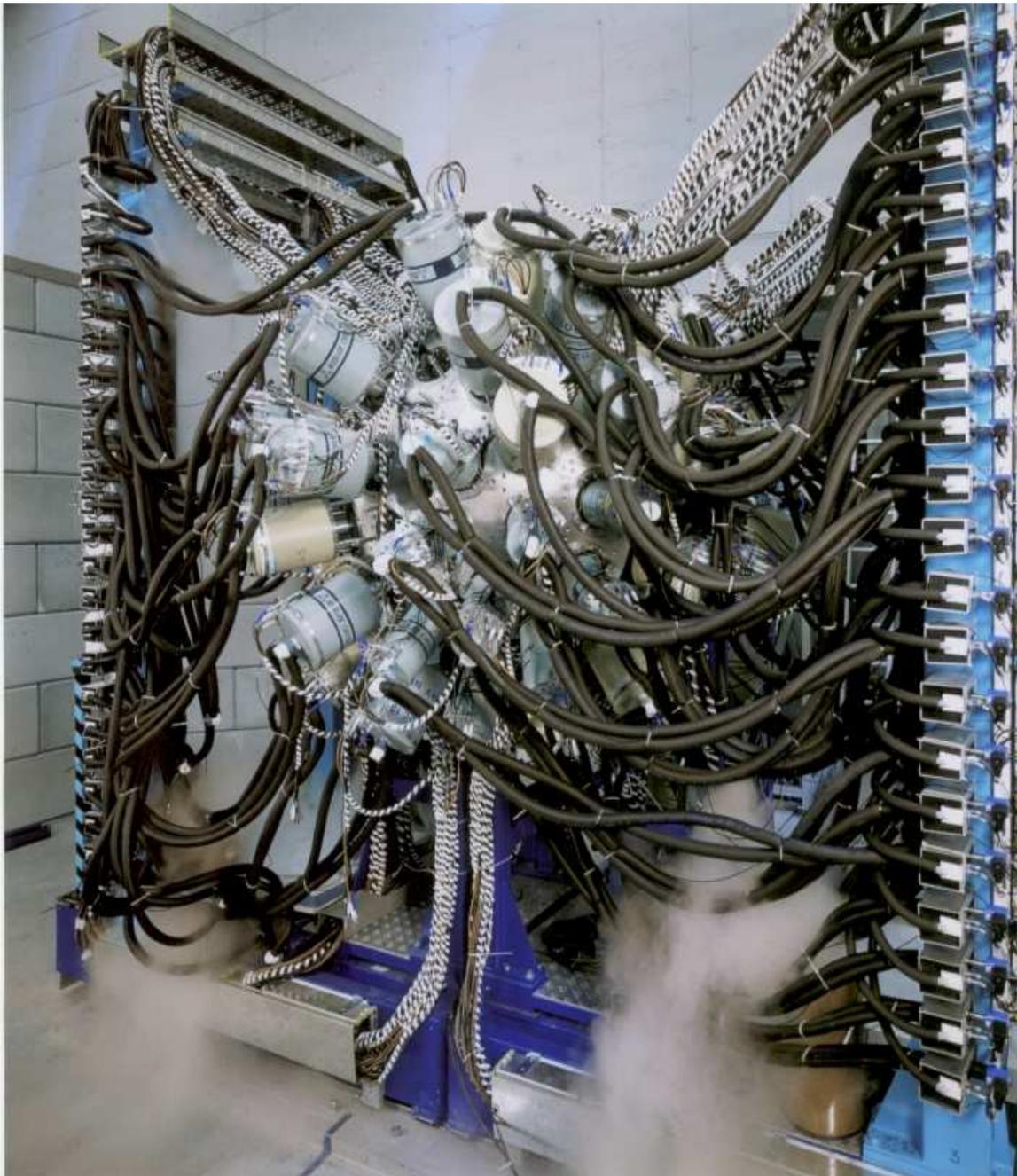


FIG. 3.1 – Photographie du multidétecteur EUROBALL III installé à Legnaro (Italie). Au premier plan sont visibles les détecteurs “Tapered” situés à l’avant du détecteur. Les tuyaux alimentent les détecteurs en azote liquide pour le refroidissement des cristaux de germanium. Le tube faisceau n’est pas installé.

énergies mesurées dans chacun des cristaux ; cette technique, appelée “add-back”, est détaillée dans la section 3.3.4.

Le détecteur EUROBALL III comprend deux types de détecteurs composites : les “Clovers” et les “Clusters”.

- b) Le “Clover”, appelé également “détecteur trèfle”, est un assemblage de quatre cristaux de germanium isolés électriquement, mais placés dans le même cryostat. Un cristal de “Clover” (5 cm de diamètre et 7 cm de long) possède une efficacité relative d’environ 20%. Le détecteur “Clover” (4 cristaux de germanium + 16 cristaux de BGO) en mode “add-back” présente une efficacité relative d’environ 123% [Han95]. De plus, ce détecteur peut être utilisé comme un polarimètre en déterminant les angles de diffusion Compton [Jon95]. EUROGAM II et EUROBALL III étaient équipés respectivement de 24 et 26 détecteurs “Clovers”.
- c) Le “Cluster” est constitué de 7 cristaux de germanium. Les dimensions d’un cristal sont de 7 cm de diamètre pour 7.8 cm de long (forme hexagonale), son efficacité relative est d’environ 60 % [Ebe94]. L’efficacité relative d’un “Cluster” (7 cristaux de germanium + 18 cristaux de BGO) en mode “add-back” est de l’ordre de 500 %. Notons également que le détecteur “Cluster” possède des cristaux de BGO à l’arrière des cristaux. EUROBALL III était équipé de 15 “Clusters”.

La figure 3.2 montre la disposition des différents détecteurs autour de la cible.

- Les 30 “Tapereds” sont situés à l’avant sur 3 anneaux de 15, 10 et 5 détecteurs.
- Les 15 “Clusters” ont été placés à l’arrière sur 2 anneaux (10 et 5 détecteurs) dans le souci de les préserver des neutrons émis préférentiellement vers l’avant dans les réactions de fusion-évaporation (un “Cluster” étant plus efficace et surtout plus coûteux qu’un “Tapered”).
- Les 26 “Clovers” sont placés sur 2 anneaux (13 détecteurs chacun) proches de 90° par rapport à l’axe du faisceau. Il est judicieux d’utiliser ces détecteurs, qui ont une bonne granularité, aux angles où l’élargissement Doppler est le plus sensible, c.à.d. 90° (voir équation 3.1).

Avec cette géométrie, l’efficacité photopic totale du détecteur EUROBALL III est estimée à l’aide d’une simulation à 9,4 %. Avec une source de ^{60}Co calibrée, cette même efficacité a été mesurée à 7,7 % à 1,3 MeV.

L’électronique sophistiquée pour laquelle il devient de plus en plus difficile de mesurer le temps mort, est probablement à l’origine du désaccord entre l’efficacité donnée par une simulation et celle obtenue avec une source de ^{60}Co .

Mais également la géométrie complexe de EUROBALL III rend difficile la simulation du multidétecteur.

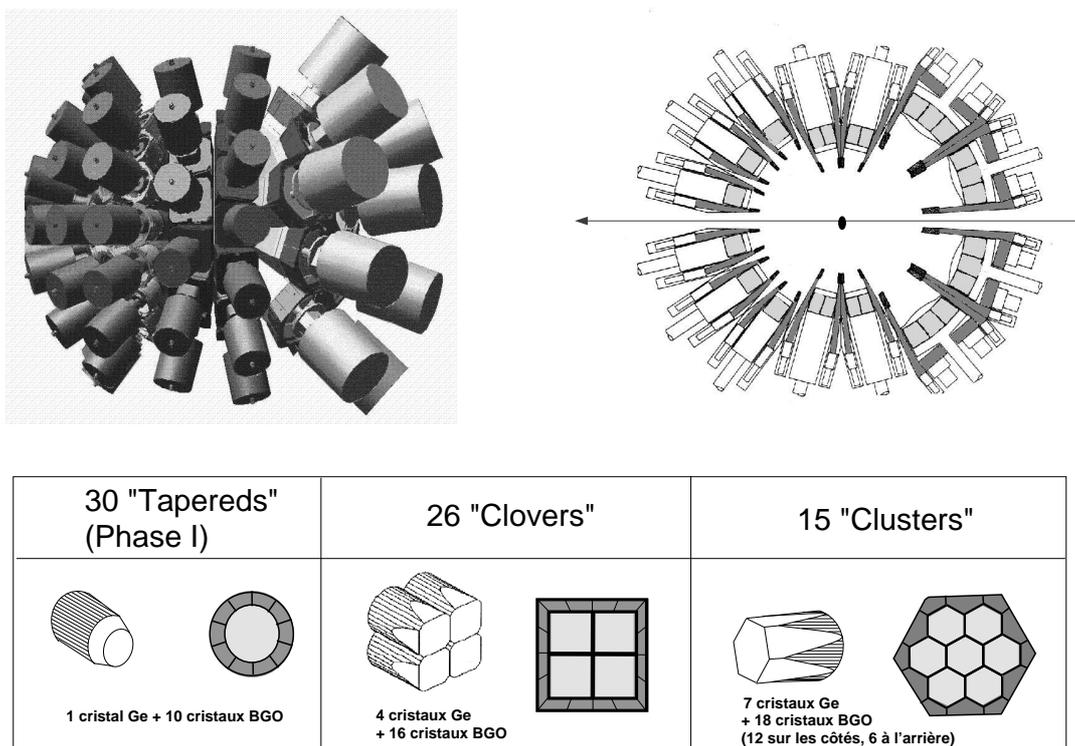


FIG. 3.2 – Le multidétecteur EUROBALL III a une géométrie sphérique (figure en haut à gauche). Une coupe verticale passant par l'axe du faisceau montre la répartition en anneaux des détecteurs (figure en haut à droite). Le tableau donne une représentation et la composition (nombre de cristaux de germanium et de BGO) des différents détecteurs qui composent EUROBALL III.

L'accord entre les valeurs est de 82 % pour EUROBALL III ; elle était de 91 % pour EUROGAM II, et 96 % pour EUROGAM I. L'évolution de ce rapport met en évidence l'existence d'un facteur qui n'est pas maîtrisé [Cur99].

EUROBALL III était, lors de sa mise en service, le spectromètre γ le mieux adapté pour la spectroscopie fine sous faisceau des transitions discrètes dans les noyaux produits à moyens et hauts spins. Le tableau 3.1 propose une comparaison entre les différents spectromètres γ existant ou ayant existé. Le multidétecteur américain GAMMASPHERE présente des performances équivalentes.

3.2.2 Le système d'acquisition¹

EUROBALL III est composé d'un grand nombre de détecteurs auxquels sont associées des enceintes anti-Compton. L'utilisation d'une électronique N.I.M. (Nuclear Instrumentation

¹Une documentation complète sur le système d'acquisition d'EUROBALL est disponible sur le site web : <http://nnsa.dl.ac.uk/documents/edoc000/index.html#Euroball>.

Multidétecteur	Mise en service	Arrêt	Nombre de détecteurs	Nombre de cristaux	boule interne	Efficacité photopic totale à 1,3 MeV
8II	1987		20	20	BGO	0,62 %
EUROGAM I	1992	1993	45	45	non	4,6-4,8 %
EUROGAM II	1994	1996	54	126	non	6,7-7,4 %
EUROBALL III	1997	1998	71	239	non	7,7-9,4 %
EUROBALL IV	1999	...	71	239	BGO	≈9,4 %
GASP	1992	...	40	40	BGO	2,5 %
GAMMASPHERE	1997	...	110	110	non	9 %

TAB. 3.1 – Comparaison entre les différents spectromètres γ européens (EUROGAM, GASP), américain (GAMMASPHERE) et canadien (8II, installé à Berkeley depuis 1999).

Module) pour gérer l'ensemble des informations est peu réaliste car celle-ci est encombrante et difficile à manipuler. Aussi, il a été décidé, dès le début du projet franco-anglais, d'utiliser une électronique intégrée basée sur des cartes V.M.E. (Versa Module Eurocard) et V.X.I. (V.M.E. eXtension for Instrumentation). Outre le gain considérable sur l'encombrement, l'utilisateur a la possibilité de contrôler et de modifier à distance les paramètres du système d'acquisition via une station de travail.

a) L'électronique

Les signaux analogiques fournis par les pré-amplificateurs des germaniums et par les photomultiplicateurs des cristaux de BGO sont conduits sur quelques mètres vers les cartes V.X.I.. 5 types de cartes traitent les signaux délivrés par EUROBALL III. Les trois premiers types ont été développés pour les phases précédentes (EUROGAM I et II) et les deux autres pour les détecteurs "Clusters".

- Les cartes Ge. Au nombre de 6, elles ont chacune la possibilité de traiter les signaux de 6 détecteurs. L'énergie est codée sur deux gammes : 0-4 MeV et 0-20 MeV, une information temporelle est également codée.
- Les cartes BGO-“Tapered”. 6 cartes traitent chacune 6 enceintes anti-Compton et sont appariées aux cartes Ge. L'énergie somme est codée sur la gamme 0-20 MeV.
- Les cartes “Clover”. 26 cartes possèdent chacune 6 voies : 5 voies pour les cristaux de germanium (elles codent chacune l'énergie sur 4 et 20 MeV et le temps) et 1 voie pour l'énergie somme mesurée par les cristaux de BGO.
- Les cartes Ge-“Cluster”. 15 cartes possèdent chacune 8 voies pour coder l'énergie (0-4 MeV et 0-20 MeV) et le temps.
- Les cartes BGO-“Cluster”. Les 15 cartes sont appariées aux 15 cartes Ge-“Cluster”. Elles possèdent chacune 18 entrées traitant les informations énergie (4 et 20 MeV) et temps, ainsi que 1 voie pour l'énergie somme des cristaux.

Les cartes sont réparties dans des châssis V.X.I., lesquels accueillent jusqu'à 13 modules. L'électronique d'EUROBALL III compte 9 châssis V.X.I..

Un certain nombre d'autres modules V.X.I. sont nécessaires pour transmettre les informations codées par les cartes présentées ci-dessus. Parmi eux on trouve les cartes “Resource Manager” et “V.x.i. Readout Engine” (V.R.E.) qui sont présentes dans tous les châssis V.X.I., ainsi qu'une carte “Master Trigger” (une seule pour tout le système d'acquisition).

Le principe de collection des données est le suivant :

Chaque châssis V.X.I. traite les données en parallèle. Si la carte “Master Trigger” valide l'événement, les données sont transférées dans les cartes “V.R.E.”, puis vers les collecteurs d'événements (Event collector) via 3 bus DT32 qui relient les châssis V.X.I.. Le bus DT32 constitue une passerelle entre l'électronique de base et le traitement des données par informatique. Les données, momentanément stockées dans les collecteurs d'événements au sein des châssis V.M.E., sont transmises à des stations de travail dédiées à la mise en forme des données en vue de leur écriture sur bande, et du contrôle en ligne.

b) Contrôle, traitement et acquisition des données

Le système d'acquisition est composé de plusieurs parties qui permettent de contrôler et d'organiser les données en vue de leur sauvegarde (voir figure 3.3) :

- **Les collecteurs d'événements (Event collector)**

Au nombre de 3, ces modules V.M.E. réceptionnent chacun des fragments d'événements issus des 3 branches DT32. Ces fragments d'événements répartis dans les 3 collecteurs

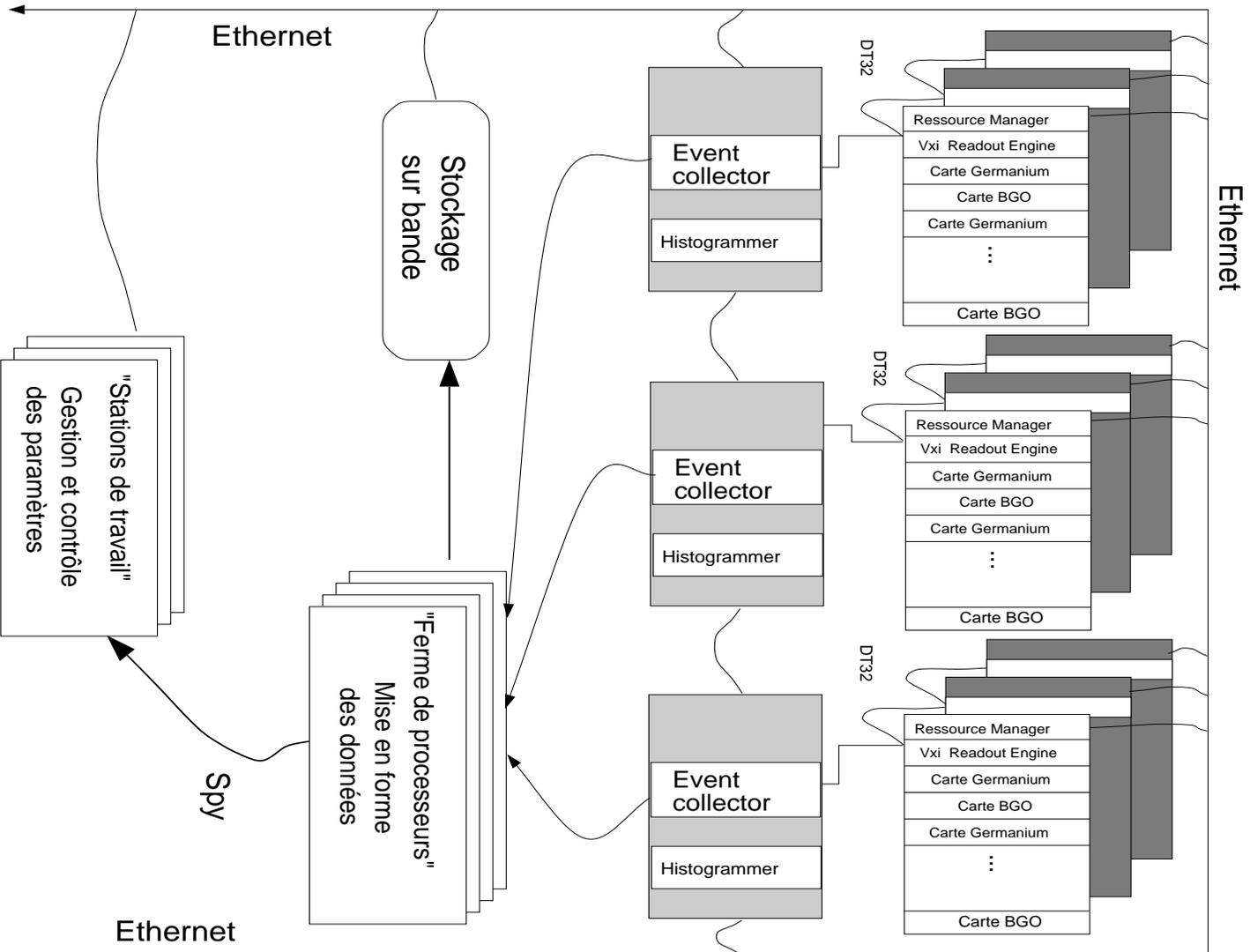


Fig. 3.3 – Représentation schématique du système d'acquisition du multidétecteur EUROBALL III.

d'événements contiennent les données issues d'un même événement validé par le Master Trigger.

- **Les histogrammeurs**

Les données brutes collectées par les bus DT32 sont utilisées par ces 3 modules de type V.M.E. pour construire les spectres bruts en énergie et en temps des détecteurs. Les spectres sont visualisés sur une station de travail grâce au réseau Ethernet.

- **La construction des événements (processor farm)**

Les fragments d'événements sont réorganisés en vue de leur sauvegarde. La construction des événements, dans un format prédéfini par l'utilisateur, est effectuée par la "ferme de processeurs" composée de stations de travail.

- **Analyse en temps réel**

L'utilisateur a la possibilité de lire et de traiter en temps réel les données mises en forme par la ferme de processeurs. Seule une partie des données est utilisée pour la construction de spectres afin de ne pas ralentir le flux des données ("spy").

- **Le stockage des données**

Les données sont stockées sur des bandes magnétiques de type DLT dans un format défini par l'utilisateur.

3.2.3 Couplage avec des détecteurs additionnels

Il peut être nécessaire, pour certains types d'expériences, d'utiliser un détecteur en association avec le spectromètre γ . Ces détecteurs, dits additionnels, peuvent opérer en coïncidence avec EUROBALL III. Ils agissent alors principalement comme filtres ou déclencheurs d'événements. L'avantage principal d'un tel couplage est d'extraire des événements avec une signature particulière dans un bruit de fond important ou parmi des événements polluants.

Il existe plusieurs types de détecteurs additionnels ; certains sont placés à l'extérieur du détecteur EUROBALL III (le mur de neutrons [Ske99], d'autres au centre (DIAMANT [Sch97], ISIS [Pau95], PPAC [Ger96], SAPHIR [The96], etc ...) [Gra98].

Le détecteur SAPHIR, que nous avons utilisé avec EUROBALL III, fait l'objet d'une présentation détaillée dans le chapitre suivant.

3.3 Méthodes d'analyses

3.3.1 Traitement séquentiel et tri des données

Les données stockées lors de l'expérience sont écrites événement par événement sur bande magnétique DLT. Pour un événement sont codés : la longueur de l'événement, la multiplicité gamma de l'événement, le type et le numéro du détecteur touché, l'énergie du gamma codée sur 4 MeV et sur 20 MeV, le temps ainsi que des informations sur un éventuel détecteur additionnel.

Ces informations sont accessibles avec le programme de traitement EURO14 [The99]. Ce traitement est séquentiel, ce qui signifie qu'il est nécessaire d'effectuer une lecture des données sur bande afin de construire les spectres. Divers traitements sont possibles, en particulier :

- La construction de spectres mono-dimensionnels (histogrammes). Ceux-ci sont définis par l'utilisateur (dimensions, conditions).
- La construction de spectres bi-dimensionnels (matrices). Il est possible de créer des matrices, avec ou sans conditions, symétriques ou asymétriques. Par exemple, pour l'étude des rayonnements gamma émis en coïncidence et l'élaboration de schémas de niveaux, on construira des matrices symétrisées dont les axes correspondent aux énergies des rayonnements gamma. Il est possible de créer des matrices asymétriques, pour étudier la corrélation entre le temps et l'énergie des rayonnements gamma (matrice γ -temps).

Lorsque la calibration des données brutes est effectuée, EURO14 est utilisé pour réécrire les données calibrées et triées sur des nouvelles bandes DLT. Cette étape est appelée "compression des données". Le nombre de cassettes DLT s'en trouve considérablement réduit ; par exemple, pour une de nos expériences, 155 Gigabytes de données recueillies ont été compressées sur 82 Gigabytes.

Les rayonnements gamma émis en coïncidence sont étudiés à l'aide de logiciels développés par D. Radford [Rad95]. Ces outils, particulièrement conviviaux, utilisent des matrices (multiplicité gamma ≥ 2) ou des cubes (multiplicité gamma ≥ 3) symétrisés. Des spectres mono-dimensionnels conditionnés sont alors obtenus.

Le principal avantage de ces logiciels est leur caractère interactif : il n'est pas nécessaire de relire les bandes pour créer la projection d'une matrice ou d'un cube. La projection est obtenue immédiatement après la saisie des valeurs des fenêtres (i.e. conditions).

Il est également possible de délimiter une région et de projeter celle-ci sur l'un ou l'autre des deux axes de la matrice. Ce traitement peut être réalisé avec le logiciel MIDAS [Midas].

3.3.2 Calibration

L'énergie des rayonnements γ est codée sur 13 bits, soit 8192 canaux, et pour deux gammes en énergie : une de 0 à 4 MeV, l'autre de 0 à 20 MeV. Ceci correspond à des dispersions

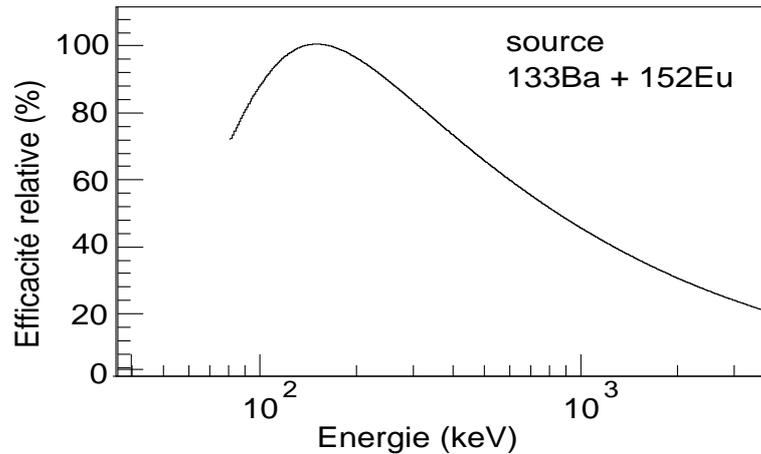


FIG. 3.4 – Efficacité de détection du détecteur EUROBALL III, calculée à partir de sources de ^{152}Eu et ^{133}Ba .

d'environ 0,5 keV par canal pour la première gamme et 2,5 keV par canal pour la seconde. Ces dispersions dépendent des réglages des voies électroniques et sont, par conséquent, différentes pour chaque détecteur. Les données stockées sur bandes magnétiques lors de l'expérience sont dites "brutes" et non calibrées. Des sources d'étalonnage, telles que le ^{152}Eu ou encore le ^{60}Co , permettent de calibrer chaque détecteur.

Nous avons choisi de calibrer les détecteurs par un ajustement linéaire ($E = a.X + b$) qui donne un χ^2 sur la gamme 0,1-4 MeV, meilleur que celui obtenu dans le cas d'un ajustement quadratique.

De la même manière, l'information "temps" codée est différente pour chaque détecteur. Les données brutes stockées sur bandes ont une dispersion d'environ 0,2-0,25 ns par canal. On utilise habituellement un générateur d'impulsion afin de déterminer précisément la dispersion. Pour certaines expériences, une calibration précise en temps n'est pas nécessaire, un simple alignement peut être suffisant.

3.3.3 Courbes d'efficacité

L'efficacité de détection des germaniums est fonction de l'énergie du gamma (section 3.1.2). Il faut donc corriger le nombre de coups mesuré à une énergie donnée via une courbe d'efficacité qui peut être obtenue grâce à une source d'étalonnage. Les intensités relatives des différentes raies de la source sont tabulées et comparées à celles obtenues expérimentalement. On obtient alors une courbe d'efficacité (figure 3.4).

Une courbe d'efficacité mesurée sous faisceau serait quelque peu différente : elle serait inférieure à celle calculée en source pour des énergies inférieures à 250 keV [Por99].

3.3.4 Traitement des détecteurs composites

Les détecteurs composites (“Clovers” et “Clusters”) ont été conçus dans le but d’augmenter le volume de détection et donc l’efficacité de détection, tout en conservant une bonne granularité afin de limiter la probabilité d’empilement. L’efficacité de détection va être largement dépendante de la technique d’analyse employée pour exploiter la granularité.

Lors de la phase d’analyse, il faut s’interroger sur les différentes situations que l’on peut rencontrer (nombre et position des cristaux touchés), afin de déterminer le nombre de rayonnements γ détectés et leur énergie.

Traitement par agrégat

Le traitement des données repose sur les considérations suivantes : lorsqu’un rayonnement entre dans un cristal de germanium il peut, soit être immédiatement absorbé, soit être diffusé à l’extérieur du cristal. Trois cas sont alors possibles :

1. Il franchit l’enceinte anti-compton et sort du détecteur. La mesure de l’énergie déposée dans le germanium est alors erronée et contribue au bruit de fond.
2. Il dépose de l’énergie dans un cristal BGO de l’enceinte anti-Compton. Le rayonnement détecté est alors rejeté.
3. Il entre dans un cristal de germanium voisin du même détecteur. Il peut y être absorbé ou bien être de nouveau diffusé. Dans cette dernière hypothèse, les trois cas sont à nouveau possibles.

Si le rayonnement reste “confiné” dans le détecteur composite, il dépose toute son énergie dans un ou plusieurs cristaux du détecteur. L’énergie du gamma incident est alors obtenue en sommant les énergies mesurées dans les cristaux touchés. Cette opération est appelée “add-back”.

Il est cependant probable que plusieurs rayonnements soient détectés dans le même détecteur composite et dans un même événement. L’addition des énergies déposées conduit, dans ce cas, à une mesure erronée : il s’agit d’un empilement.

Aussi, lorsque plusieurs cristaux d’un détecteur composite sont touchés lors d’un événement, il est important de déterminer s’il s’agit d’un seul rayonnement gamma ayant diffusé ou de plusieurs rayonnements gamma. Dans ce dernier cas, il faut essayer de récupérer les énergies individuelles des rayonnements gamma incidents.

L’algorithme de traitement diffère suivant le détecteur composite :

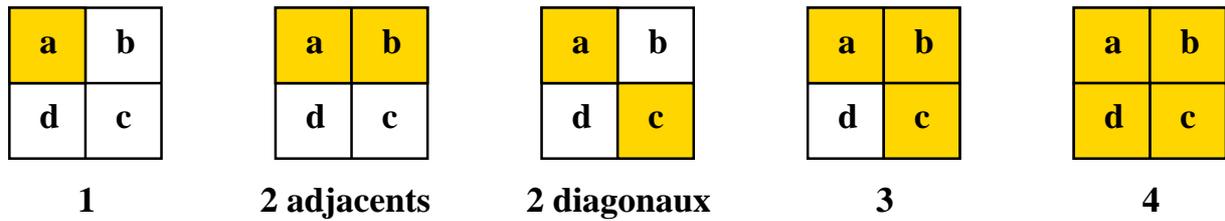


FIG. 3.5 – Représentation des différentes configurations d'un détecteur "Clover".

• Les "Clovers"

Les détecteurs "Clovers" sont composés de quatre cristaux. Cinq configurations peuvent être rencontrées avec un, deux, trois ou quatre cristaux touchés (voir figure 3.5).

Sous faisceau, la première configuration (un cristal touché) représente environ 78,4% des événements et la seconde (deux cristaux touchés adjacents, non diagonaux) environ 17%. Les configurations "deux diagonaux", "trois" et "quatre" représentent respectivement 1,9%, 2,4% et 0,2% des cas.

Conformément à une étude déjà réalisée sur ces détecteurs [Han95], nous avons effectué un add-back des mesures pour toutes les configurations "deux cristaux touchés non diagonaux"; les configurations "deux diagonaux", "3" et "4", n'ont pas été utilisées pour l'exploitation des données.

• Les "Clusters"

Avec leurs sept cristaux, les détecteurs "Clusters" nécessitent un traitement plus complexe. De un à sept cristaux peuvent être touchés dans un même événement. Il y a donc douze configurations possibles (figure 3.6).

On considère qu'un agrégat de cristaux (plusieurs cristaux adjacents) ou un cristal isolé (pas de cristaux adjacents) correspondent à un rayonnement incident. Ainsi, plusieurs agrégats ou plusieurs cristaux isolés dans un même détecteur seront traités comme des rayonnements indépendants.

A titre d'exemple, dans la figure 3.6, la configuration "3+1" est interprétée comme la détection de deux rayonnements incidents : l'un absorbé dans le cristal C, et l'autre ayant déposé son énergie dans les cristaux A, F et E.

Ces considérations ont été utilisées sur des données obtenues avec une source d' ^{152}Eu . La figure 3.7 donne le taux d'observation et les spectres en énergie obtenus pour les différentes configurations.

Les spectres obtenus avec des agrégats composés de deux cristaux au moins montrent clairement le gain en efficacité pour les hautes énergies (au delà de 300 keV); le pic obtenu pour la transition de 1408 keV est le plus grand pour certaines configurations (3 ou 4 cristaux adjacents touchés). Ce résultat n'est pas surprenant : plus le rayonnement transporte de l'énergie, plus sa probabilité de diffusion est importante.

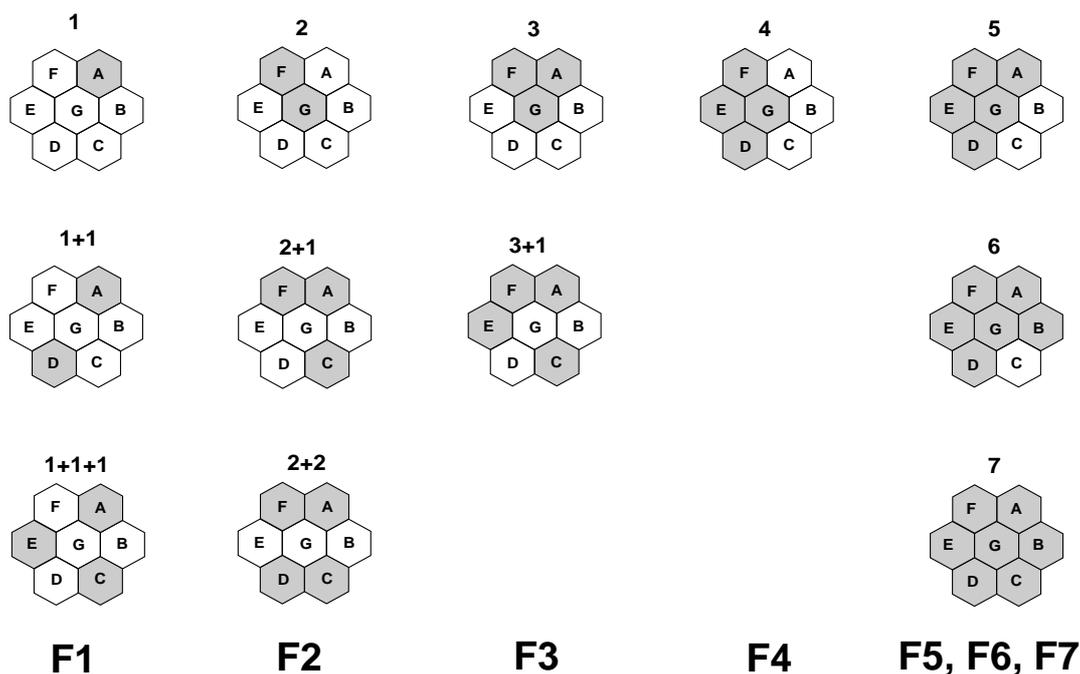


FIG. 3.6 – Avec sept cristaux de germanium, le détecteur “Cluster” possède douze configurations possibles. Un agrégat de cristaux (plusieurs cristaux adjacents) ou un cristal isolé (pas de cristaux touchés adjacents) sont assignés à un rayonnement. Les signes “+” séparent deux rayonnements et le “chiffre” donne le nombre de cristaux touchés pour un rayonnement. On classe les configurations par “classes” F1, F2, ... suivant la taille du plus gros agrégat mesuré.

La configuration “1 cristal touché” est de loin la plus probable avec 87,3 % des événements. Certaines configurations sont, au contraire, très peu probables et ne permettent pas de distinguer les événements diffusés des empilements d’événements (au delà de 4 cristaux touchés). Il est préférable de rejeter ces configurations qui détériorent le rapport pic-sur-total.

Ces observations recueillies à l’aide d’une source ne peuvent pas être directement appliquées à l’analyse des données obtenues sous faisceau. En effet, si la multiplicité des rayonnements gamma émis par les produits de réaction est supérieure à celle de la source, alors certaines configurations vont avoir une probabilité renforcée. Le tableau 3.2 propose une comparaison des probabilités mesurées en source et sous faisceau.

De plus, si les détecteurs sont calibrés en temps, nous proposons d’utiliser l’information temporelle, associée à une énergie gamma mesurée, comme un moyen de sélection supplémentaire. Deux cristaux adjacents touchés à des temps différents seront considérés comme deux mesures indépendantes.

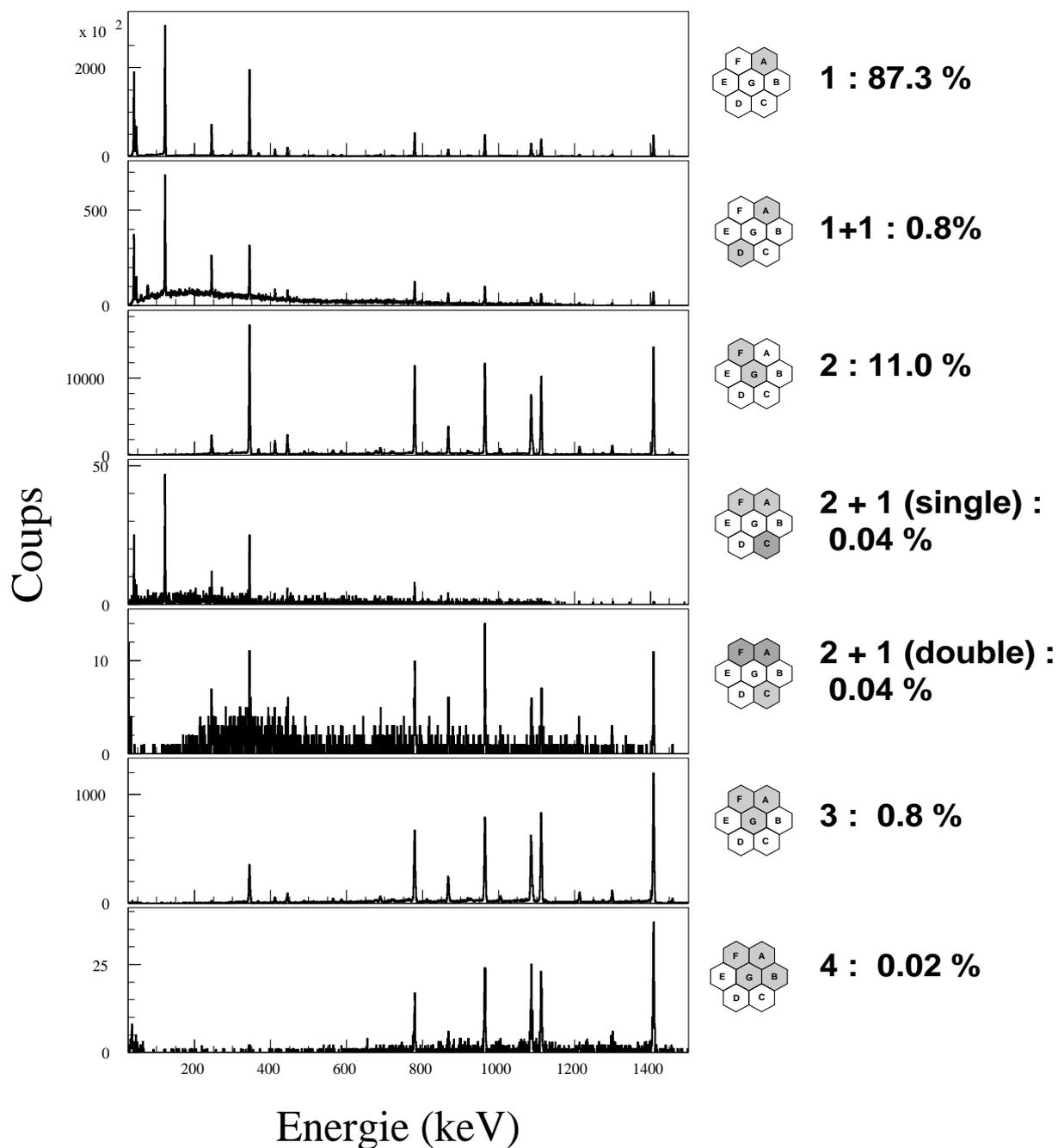


FIG. 3.7 – Spectres en énergie et taux d’observation obtenus pour différentes configurations du détecteur “Cluster” avec une source de ^{152}Eu . Les spectres “2+1(single) et (double)” correspondent à la configuration “2+1” et respectivement aux spectres du cristal isolé et des 2 cristaux sommés. Les configurations non représentées ont une statistique très faible.

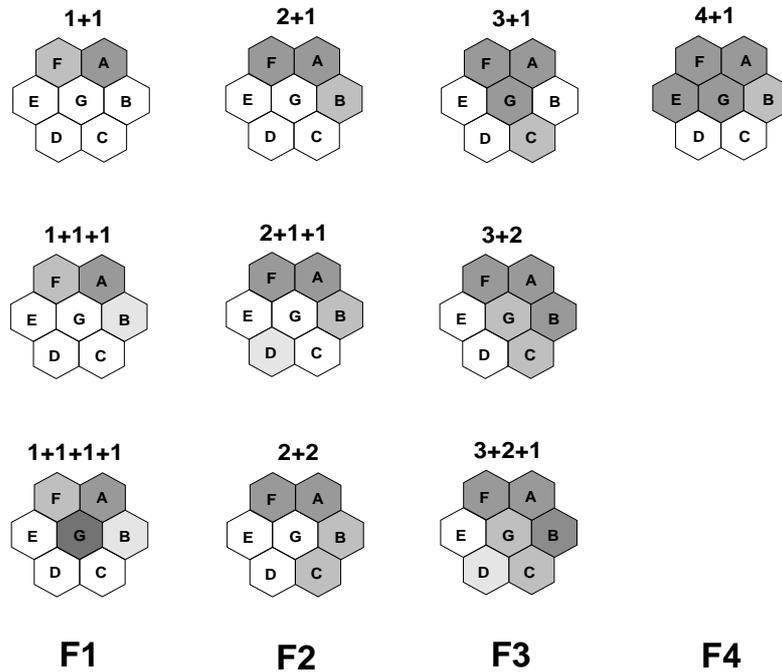


FIG. 3.8 – Représentation de quelques configurations pour les détecteurs “Cluster” lorsque le temps de détection des rayonnements est pris en compte. Le nombre total de configurations est 41.

Traitement à l’aide de l’information “temps”

Si l’on tient compte de l’information temporelle, le nombre de configurations devient considérable (44 configurations). La figure 3.8 présente les nouvelles configurations les plus probables, observées lors de l’expérience “cible mince” discutée dans les sections suivantes.

Les fenêtres en temps des détecteurs du détecteur EUROBALL III étaient fixées, pour nos expériences, à environ $1 \mu s$. L’intervalle en temps pendant lequel des mesures seront assignées au même rayonnement est de 100 ns.²

Les figures 3.9 et 3.10 montrent les spectres en énergie obtenus pour les principales configurations avec la condition en temps $|T_i - T_j| \leq 100$ ns, où les indices i et j correspondent aux numéros des cristaux touchés.

L’observation des “pics neutrons” (596 keV, 609 keV et 693 keV) est instructive.

Le pic à 693 keV provient de la désexcitation de l’état 0^+ du ^{72}Ge via la réaction $^{72}\text{Ge}(n, n\gamma)$. Cette transition est observée par l’émission d’un électron de conversion, dont le parcours moyen dans le germanium est très faible (quelques mm), rendant très peu probable une détection en

²Nous avons choisi un intervalle de 100 ns, car pour des valeurs inférieures, nous avons constaté une diminution du nombre de coups dans les pics de pleine énergie sans amélioration significative du rapport pic-sur-total.

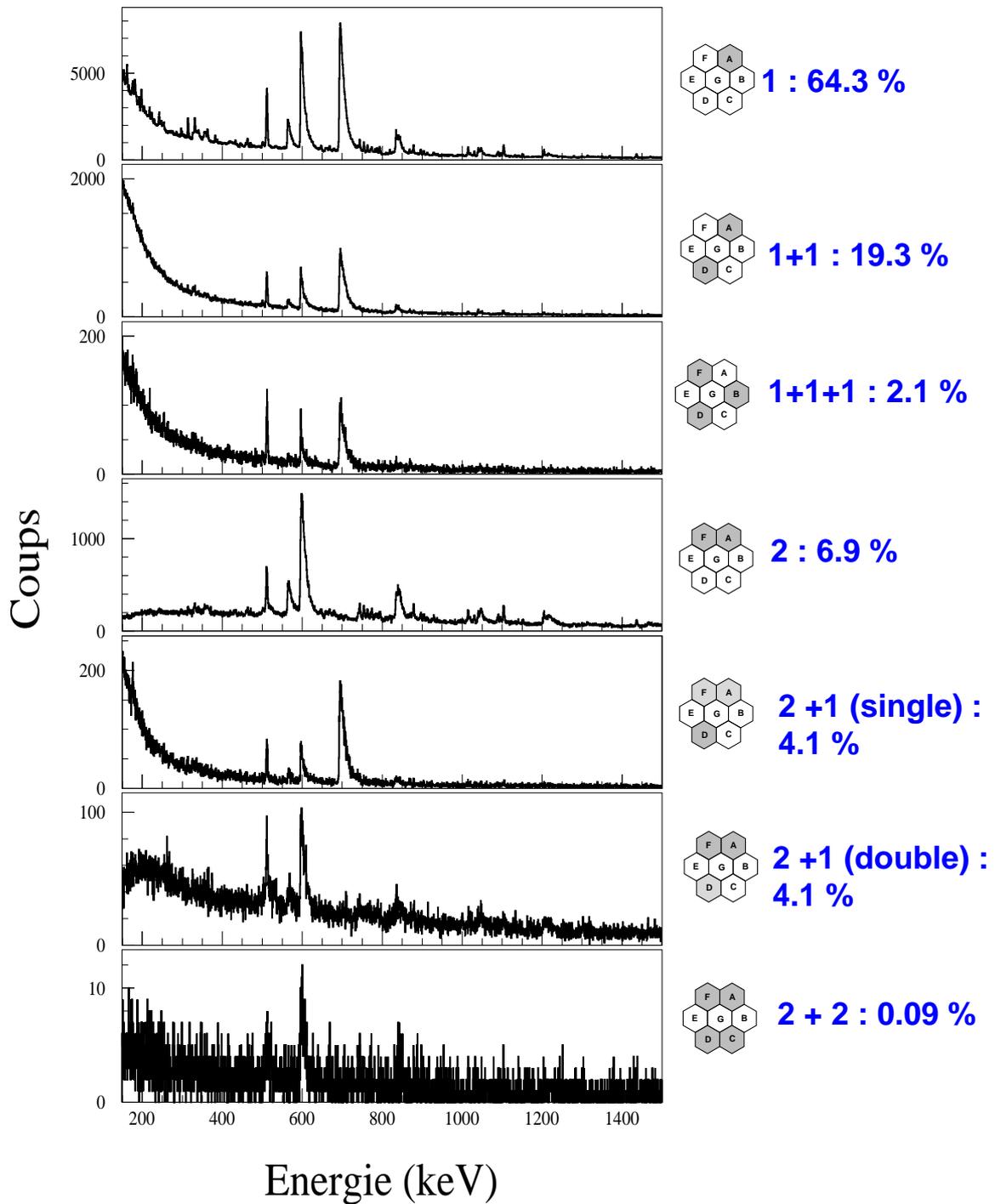


FIG. 3.9 – Spectres en énergie et probabilités obtenues avec la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ pour différentes configurations des détecteurs “Clusters”.

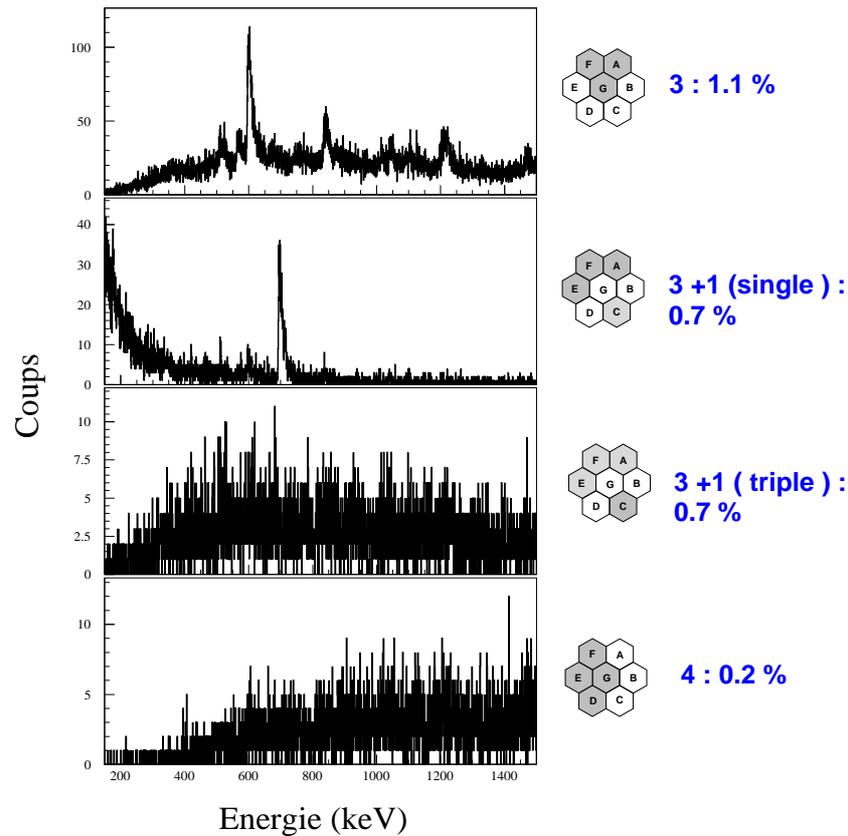


FIG. 3.10 – Spectres en énergie et probabilités obtenus avec la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ (cible mince) pour différentes configurations des détecteurs “Clusters”.

mode “add-back”. Les deux autres pics, 596 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$ du ^{74}Ge) et 609 keV ($2^+ \rightarrow 2^+$ du ^{74}Ge), proviennent quand à eux de rayonnements γ suffisamment énergétiques pour diffuser hors d’un cristal.

C’est effectivement ce qui est observé sur les spectres 3.9 et 3.10. Par exemple, le pic à 693 keV est absent du spectre “2+1(double)” où seuls les pics 596 et 609 keV sont présents. Dans le spectre “2+1(single)”, le pic à 693 keV est par contre dominant.

L’observation des “pics neutrons” est donc un bon indicateur, et prouve la fiabilité de notre méthode.

La figure 3.11 propose une comparaison entre deux spectres construits à partir du même jeu de données : l’un tenant compte de l’information en temps, et l’autre non. Le rapport “Pic-sur-Total” est visiblement meilleur au delà de 250 keV.

Nous avons calculé les rapports “Pic-sur-Total” pour différentes raies observées sous faisceau et pour les différentes méthodes d’analyses proposées (voir figure 3.12) :

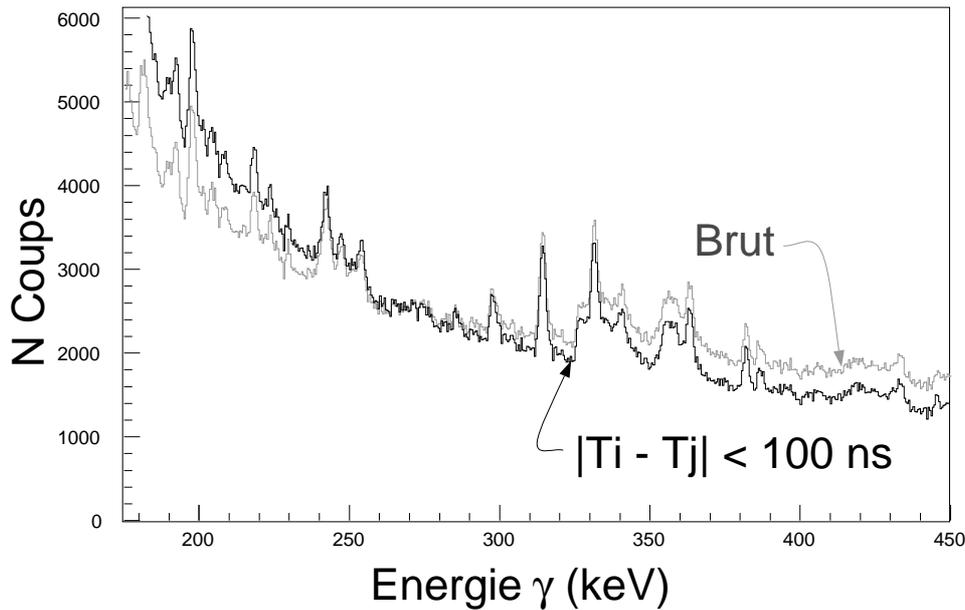


FIG. 3.11 – Comparaison entre un spectre brut et un spectre contraint par le temps obtenus dans l'expérience $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ (cible mince). Le spectre conditionné est construit en tenant compte du fait que les cristaux d'un même agrégat doivent avoir été touchés dans un intervalle de temps ≤ 100 ns pour être assignés à un seul rayonnement. Dans le cas contraire l'agrégat est décomposé en sous-agrégats respectant la condition en temps .

- Toutes les configurations (figure 3.6) sans la condition en temps.
- Seules les configurations F1, F2 et F3 sont prises en compte, sans condition en temps.
- Toutes les configurations avec la condition en temps.
- Seules les configurations F1, F2 et F3, avec la condition en temps.

Les rapports “Pic-sur-Total” sont nettement améliorés dans le dernier cas, en particulier pour les raies de plus haute énergie.

Les probabilités d'observation des différentes configurations en source et sous faisceau (avec et sans condition en temps) sont reportées dans le tableau 3.2.

Un point remarquable concerne les configurations “2” et “1+1”. Sans condition sur le temps, on note que 81% des événements où deux cristaux ont été touchés, sont attribués à un seul rayonnement γ ; avec une condition sur le temps ce chiffre chute à 25%. Ainsi, environ 15% des événements (parmi toutes les configurations) sont assignés, suivant la méthode employée, à une configuration différente.

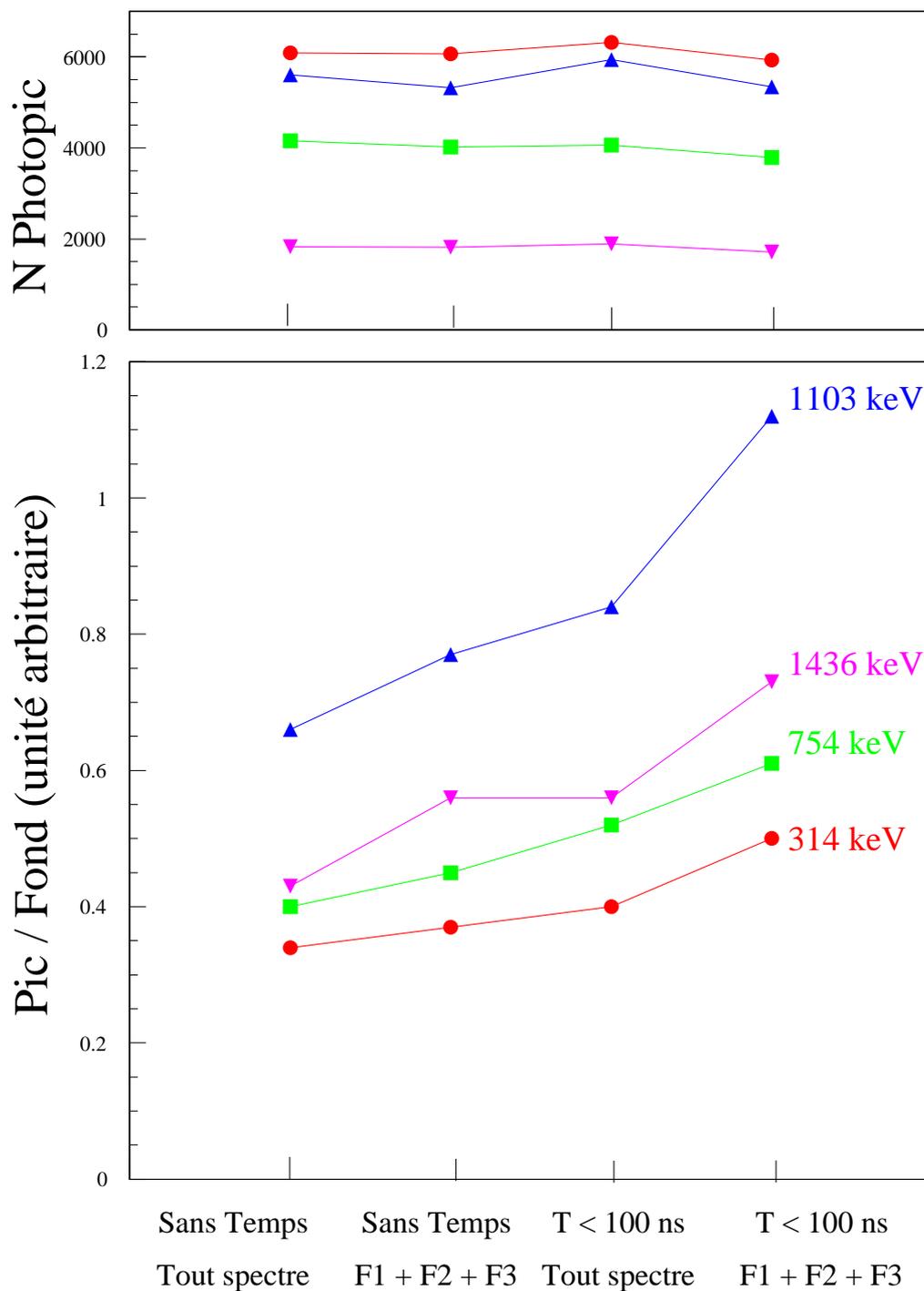


FIG. 3.12 – Les rapports “Pic-sur-Total” ont été calculés pour différentes raies observées dans la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$; (314 keV, 754 keV : ^{128}Te), (1436 keV : ^{136}Ba), (1103 keV : ^{97}Zr). La partie haute de la figure donne le nombre de coups mesurés dans les pics de pleine énergie.

Config.	source	Faisceau	Faisceau avec $ T_i - T_j \leq 100$ ns
1	100	100	100
1+1	0,9	6,2	30,5
1+1+1	0,002	0,08	3,3
1+1+1+1	0	0	0,3
2	12,6	26,7	10,6
2+1	0,04	1,2	6,4
2+1+1	0	0	0,8
2+2	0,001	0,05	0,14
3	0,8	5,3	1,9
3+1	0	0,08	0,9
4	0,024	0,8	0,3
4+1	0	0	0,3

TAB. 3.2 – Taux d'événements pour différentes configurations, en source et sous faisceau avec et sans la condition en temps $|T_i - T_j| \leq 100$ ns. Mesures normalisées sur 100 événements pour la configuration "1".

Au vu de ces résultats, nous avons choisi d'utiliser l'information en temps et de ne conserver qu'une partie des configurations, lors de la phase d'exploitation des données recueillies par les détecteurs "Clusters" sous faisceau.

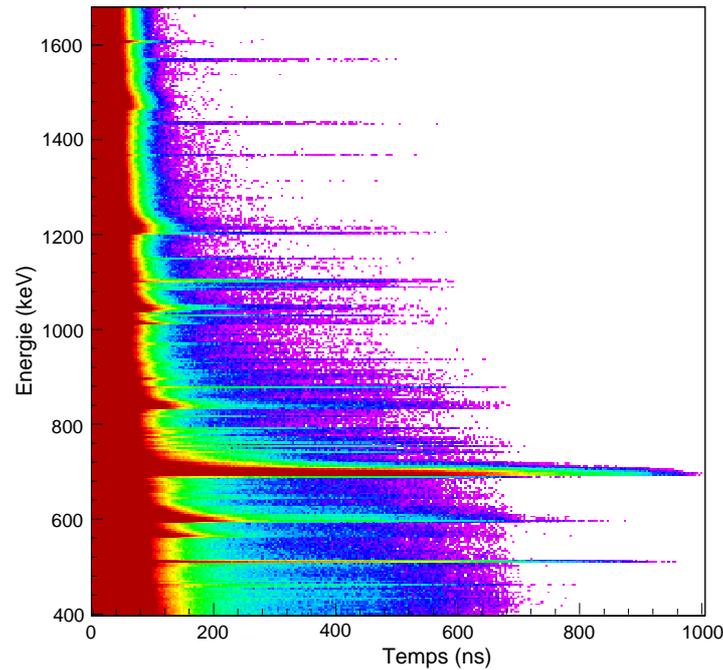


FIG. 3.13 – Matrice γ – temps construite à partir des données recueillies lors de l’expérience $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ (cible mince). Les axes représentent le temps et l’énergie des rayonnements γ mesurés. On remarque que de nombreuses raies persistent sur $1\mu\text{s}$. Le temps $t=0$ correspond à la détection d’un événement de fission.

3.3.5 Observation des rayonnements isomériques

Les rayonnements retardés issus de la décroissance d’états isomériques peuvent être observés en conditionnant les spectres en énergies par les différences en temps relevées pour les mesures des rayonnements d’un même événement

La figure 3.13 montre un spectre bidimensionnel obtenu lors de l’une de nos expériences. Celle-ci utilisait un détecteur pour signaler un événement de fission et ainsi déclencher la mesure des rayonnements gamma dans une fenêtre en temps d’environ $1\mu\text{s}$; les axes représentent l’énergie et le temps des rayonnements détectés, le temps $t=0$ est défini par la détection d’un événement de fission par le détecteur de fission.

On réalise alors des projections de cette matrice sur l’axe des énergies pour certains intervalles en temps. La figure 3.14 illustre cette méthode : Le spectre en énergie conditionné par une fenêtre en temps montre des rapports “Pics-sur-Total” remarquablement améliorés pour certains pics.

Cette technique est utilisée pour séparer les rayonnements retardés issus de la décroissance d’états isomériques, des rayonnements prompts.

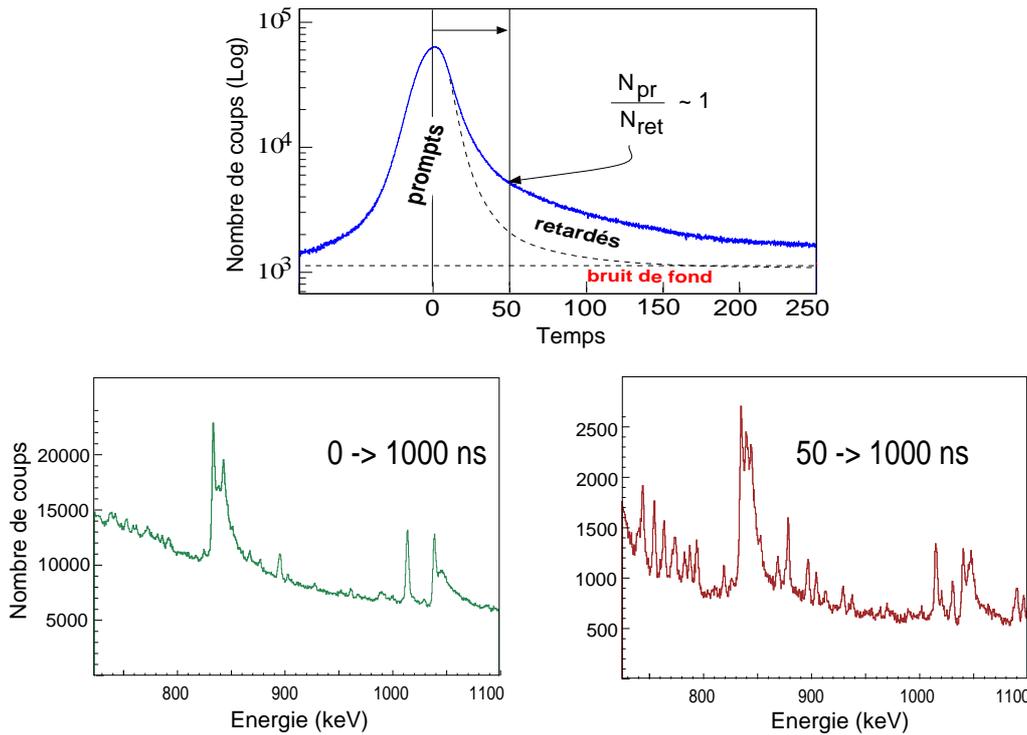


FIG. 3.14 – La figure du haut est une projection sur l’axe du temps de la matrice $\gamma - temps$ (figure 3.13) sans condition sur l’énergie. Les figures du bas sont des projections sur l’axe des énergies avec des conditions sur le temps. On sélectionne ainsi les événements dits retardés.

3.3.6 Mesure des durées de vie

Il est possible de mesurer les périodes d’états excités à l’aide de l’information temporelle recueillie. Les périodes accessibles dépendent des conditions expérimentales (résolutions en temps des détecteurs, utilisation d’un détecteur additionnel ...).

Différentes méthodes sont employées pour mesurer les périodes. Habituellement, on construit une matrice dont les axes représentent respectivement l’énergie des rayonnements gamma et le temps (figure 3.13). La projection sur l’axe du temps pour une certaine fenêtre en énergie, fournit alors une courbe sur laquelle est ajustée la loi de décroissance exponentielle bien connue : $N(t) = N_0.e^{-\lambda t}$.

Cette méthode est particulièrement efficace pour des pics de pleine énergie ayant un rapport pic-sur-total le plus proche possible de 1, et pour des réactions où le nombre de noyaux différents produits est assez faible de manière à garder une bonne discrétisation des rayonnements mesurés. Elle nécessite une soustraction du bruit de fond, technique souvent délicate à maîtriser.

Les réactions de fission produisent un grand nombre de noyaux différents. Le nombre de rayonnements différents émis est donc très important, le rapport “Pic-sur-Total” s’en trouve

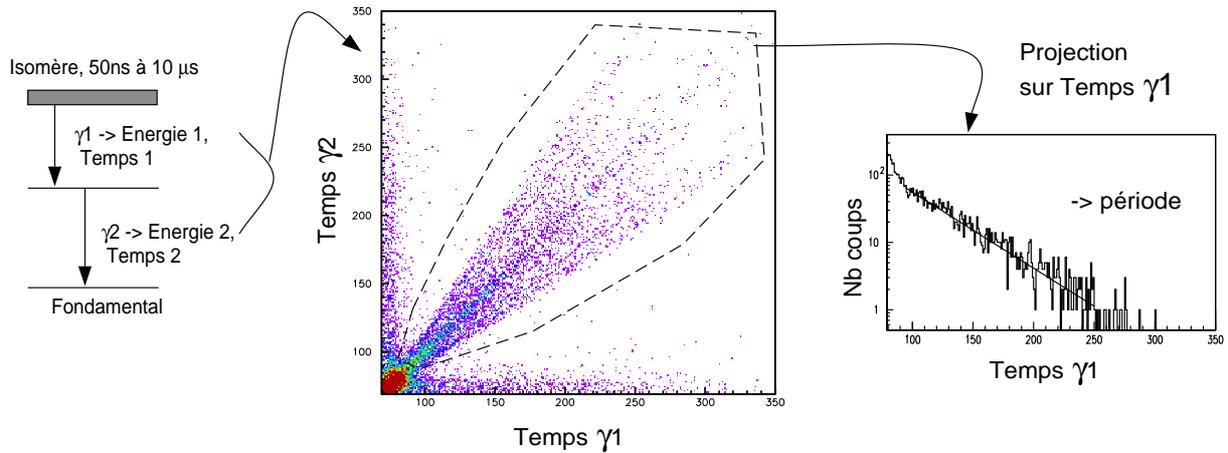


FIG. 3.15 – Matrice temps-temps symétrisée, conditionnée pour un couple de transitions émises lors de la désexcitation d'un état isomérique et détectées en coïncidence. La projection de la zone sélectionnée donne une mesure de la période par la loi de décroissance exponentielle.

dégradé car il n'est pas rare qu'à une énergie gamma correspondent plusieurs noyaux. La méthode précédemment citée pour mesurer les périodes ne serait donc pas suffisamment sélective. Nous avons choisi de construire des matrices en temps symétrisées et conditionnées par deux énergies gamma mesurées en coïncidence.

Lorsqu'un état isomérique est identifié, des matrices en temps symétrisées, sont construites pour tous les couples de transitions disponibles entre l'état dont on souhaite mesurer la période et un état de plus basse énergie. On peut ainsi construire $C_2^{N \text{ transitions}}$ matrices pour N transitions entre ces deux états.

La projection de la région autour de l'axe $x=y$ de la matrice sur ces axes x ou y fournit une courbe dont la pente est caractéristique de la période de l'état. L'ajustement sur cette courbe de la loi de décroissance exponentielle $e^{-\lambda t}$ donne une mesure de cette période. La figure 3.15 résume cette méthode.

Cette méthode ne nécessite pas une soustraction de bruit de fond car elle est suffisamment sélective.

3.4 Résumé du chapitre

Ce chapitre est consacré à la présentation du multidétecteur EUROBALL III et aux méthodes employées pour le traitement des données.

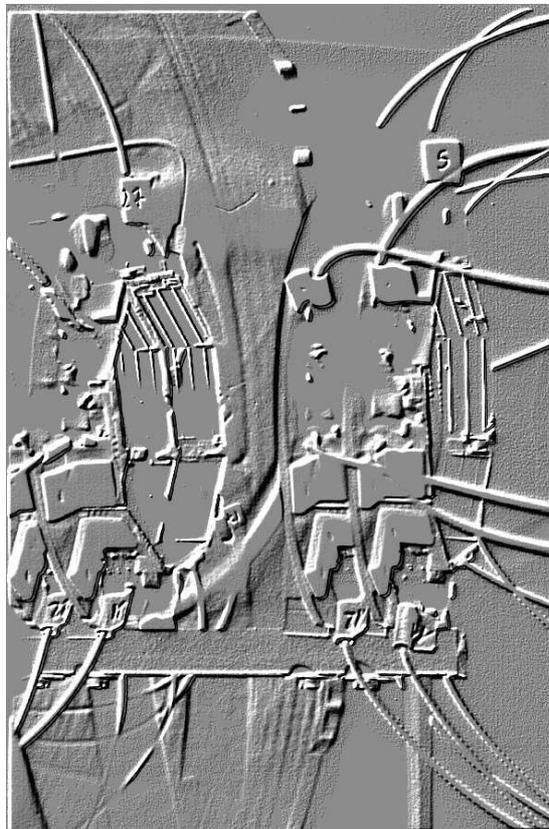
Avec ses 239 cristaux de germanium et ses 986 cristaux de BGO pour le rejet anti-Compton, le multidétecteur européen EUROBALL III possède une efficacité proche de 10 %. Géré par une électronique V.X.I. et un système d'acquisition performant et convivial, EUROBALL III est un outil parfaitement adapté aux expériences de structure nucléaire à hauts spins et à haut flux de données.

Une nouvelle méthode de traitement des informations collectées par les détecteurs "Clusters" est proposée afin d'accroître l'efficacité de détection ainsi que le rapport pic-sur-total.

Nous avons également montré de quelle manière l'information temporelle est exploitée pour l'étude des états de longue période (sélection des rayonnements retardés, mesure des périodes).

Chapitre 4

Le projet SAPHIR



Le projet SAPHIR (“**S**aclay **A**quitaine **P**hotovoltaic cells for **I**somer **R**esearch”) est issu d’une collaboration entre le Centre d’Etude Nucléaire de Bordeaux-Gradignan (CENBG), le CEA de Bruyères-le-Châtel (CEA/DAM/DPTA) et le CEA de Saclay (CEA/DSM/DAPNIA).

Il propose l’utilisation de simples cellules photovoltaïques, habituellement employées pour convertir le rayonnement solaire en électricité, pour la détection d’ions lourds, et plus particulièrement de fragments de fission.

L’expérimentateur dispose de plusieurs types de détecteurs pour mesurer les fragments de fission. Le type le plus connu est certainement la barrière de surface qui présente de bonnes performances mais très souvent un coût élevé (plusieurs dizaines de milliers de francs par détecteur). D’autres types de détecteurs tels que les détecteurs à gaz présentent également de bonnes performances mais sont particulièrement fragiles et souvent encombrants. En 1979, G. Siegert *et al.* ont proposé l’utilisation des cellules photovoltaïques pour la détection des ions lourds [Sie79]. Des études sur ces cellules, de faible coût et très résistantes, ont montré leurs bonnes aptitudes à la détection des fragments de fission [Lia88], [Aji91].

Avec l’apparition des spectromètres γ à haute résolution en énergie, la collaboration SAPHIR a proposé l’utilisation des cellules photovoltaïques pour l’étude de la structure nucléaire et des mécanismes de réaction.

L’utilisation d’un détecteur de fragments de fission en association avec un spectromètre γ comme EUROBALL III permet, selon le type de l’expérience, d’augmenter la sensibilité de détection du phénomène recherché et d’apporter des informations supplémentaires.

Ce chapitre présente les principales caractéristiques des cellules photovoltaïques et le dispositif SAPHIR III utilisé en association avec le spectromètre γ EUROBALL III.

4.1 Les cellules photovoltaïques

4.1.1 Caractéristiques intrinsèques.

Les cellules photovoltaïques sont des semi-conducteurs au silicium. Leurs caractéristiques sont très proches de celles d’un détecteur à jonction classique. Elles sont composées d’une couche n^+ ou p^+ sur un substrat p ou n , respectivement, formant une jonction ou zone “dépôtée” de type pn^+ ou np^+ .

Le principe de fonctionnement d’un semi-conducteur est le suivant : une particule incidente cède son énergie aux atomes du milieu qu’elle traverse ; ceux-ci sont alors ionisés. Les paires électron-trou créées sont séparées, et une impulsion électrique est mesurée aux bornes de la jonction. L’amplitude de cette impulsion est définie par :

$$V_s = \frac{Q_c}{C_j} \quad (4.1)$$

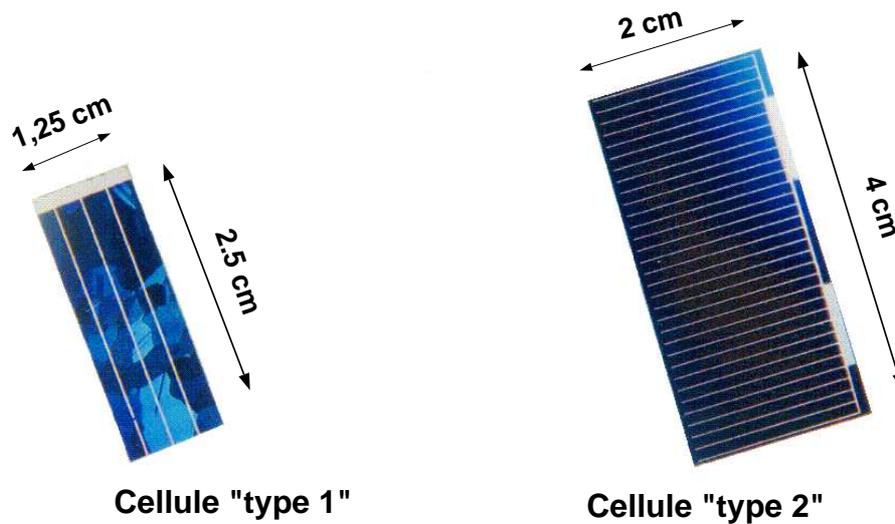


FIG. 4.1 – Photographie de deux types de cellules photovoltaïques. Celle de gauche (“type 1”) est constituée de silicium polycristallin, celle de droite (“type 2”), de silicium monocristallin.

où Q_c est la quantité de charges collectées et C_j la capacité de la jonction du détecteur définie par :

$$C_j = S.(2.V_j.\mu.\rho/\varepsilon)^{-0,5} \quad (4.2)$$

avec, S : la surface du détecteur,

V_j : la tension appliquée aux bornes du détecteur,

μ : la mobilité des porteurs majoritaires de charge dans le substrat,

ρ : la résistivité du substrat,

ε : la permittivité du silicium.

Typiquement, la capacité de jonction est de quelques dizaines de pF par cm^2 pour une barrière de surface contre quelques dizaines de nF par cm^2 pour une cellule photovoltaïque. Les relations 4.1 et 4.2 montrent qu’en appliquant une tension aux bornes de la jonction, la capacité de celle-ci diminue, l’amplitude de l’impulsion de sortie est alors plus grande.

C’est sur ce point que la cellule photovoltaïque et la barrière de surface diffèrent : on ne peut pas appliquer une tension aux bornes d’une cellule photovoltaïque. En effet, celle-ci possède une résistance inverse assez faible et donc un courant inverse relativement élevé. Le bruit important engendré par ce courant inverse interdit l’application d’une tension inverse qui détériorerait le rapport signal/bruit. De fait, la zone “déplétée” de la cellule est de faible épaisseur et ne peut être agrandie par une tension inverse, comme c’est le cas pour les barrières de surface.

La zone “déplétée” d’une cellule photovoltaïque possède une épaisseur inférieure à $1 \mu\text{m}$ alors que le parcours moyen d’un fragment de fission est de l’ordre de $10 \mu\text{m}$. Ainsi, la majorité

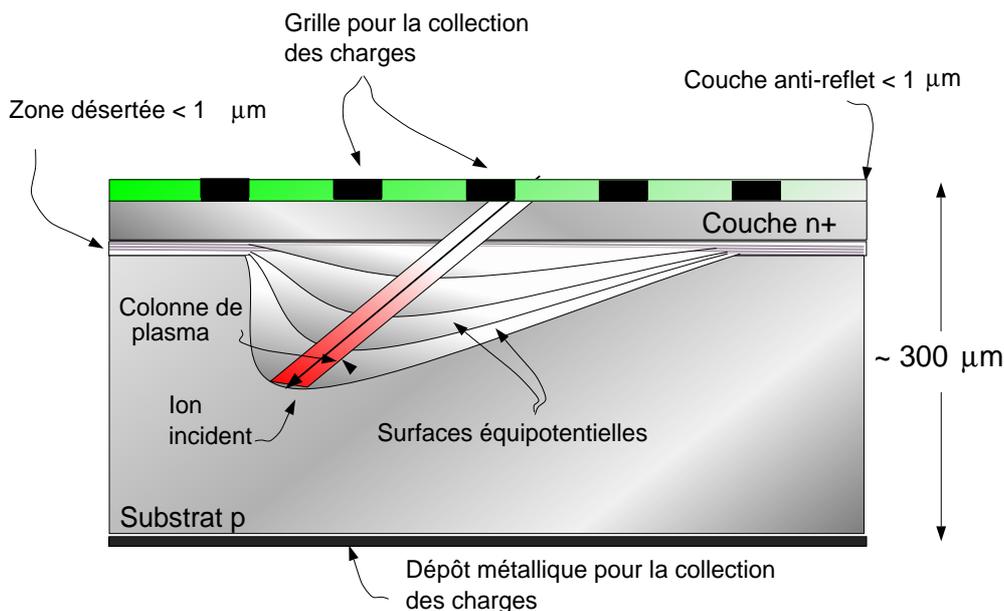


FIG. 4.2 – Structure d'une cellule photovoltaïque. Les paires électron-trou créées par l'ion incident déforment les lignes de champ de la zone "déplétée". Le champ électrique induit dans le substrat, permet la collecte des charges par conduction. Les charges sont collectées via les contacts métalliques disposés sur les faces avant et arrière de la cellule. La face avant de la cellule est recouverte d'une couche d'oxyde de titane afin de minimiser la réflexion des rayonnements solaires lors d'une utilisation "normale".

des paires électron-trou sont créées dans le substrat. Celles-ci sont néanmoins collectées par conduction grâce au phénomène de "funneling" (voir figure 4.2).

Ce phénomène, expliqué en 1983 par Hsieh *et al.* [Hsi83], s'appuie sur l'hypothèse suivante : la colonne de plasma, créée par l'ion lourd incident, induit un champ électrique radial dans le substrat. Les lignes de champ équipotentielles de la zone "déplétée" sont alors distordues comme "aspirées" par la trajectoire de l'ion. Le temps de collecte des charges par "funneling" est de l'ordre de 5 ns. Sans ce phénomène, les charges seraient collectées par diffusion, mécanisme plus lent (≈ 100 ns) qui favorise la recombinaison des électrons avec les trous.

La face avant des cellules photovoltaïques est recouverte d'une couche d'oxyde de titane qui leur donne une couleur bleue¹. L'épaisseur de ce dépôt est d'environ 500 Å et variable suivant le type de cellule. Utilisée pour minimiser la réflexion des rayonnements solaires, cette couche d'oxyde de titane dégrade légèrement l'énergie cinétique des ions incidents (de l'ordre du pourcent). Il est possible d'enlever cette couche en frottant la cellule avec une solution concentrée d'hydroxyde de fluor (HF) [Lou98]. La cellule arbore alors la couleur grise du silicium. La figure 4.1 montre les dimensions des deux types de cellules que nous utilisons.

¹C'est également cet oxyde de titane qui est responsable de la couleur bleue de la pierre de saphir.

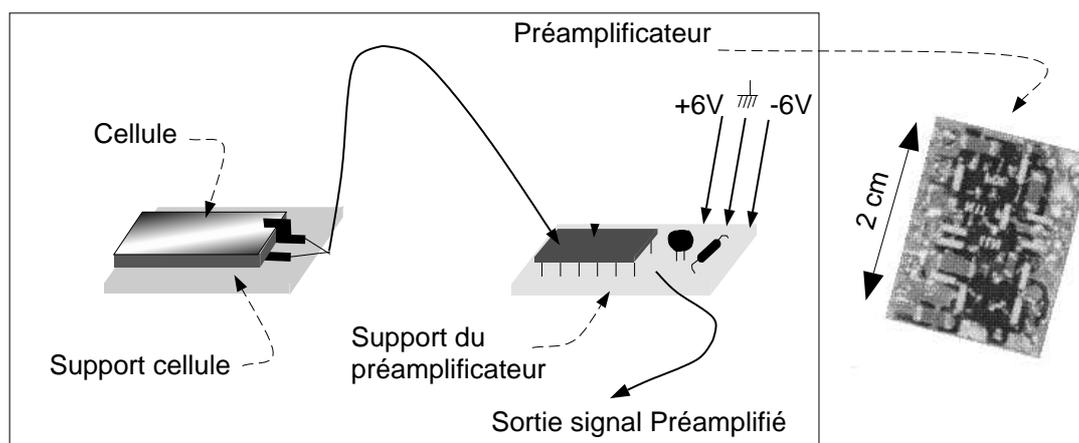


FIG. 4.3 – Préamplificateur SAPHIR conçu spécialement pour les cellules photovoltaïques. La taille du préamplificateur a été optimisée de façon à ce que plusieurs préamplificateurs puissent être installés près des cellules sans gêner la mesure. Les composants électroniques reposent sur un circuit imprimé multi-couches.

4.1.2 Electronique associée

Du fait de sa forte capacité, la cellule délivre une impulsion de sortie de très faible amplitude. Cette contrainte nous a conduit à développer un préamplificateur spécialement adapté aux cellules photovoltaïques. Afin de minimiser la détérioration du signal, les préamplificateurs sont placés à proximité des cellules (quelques dizaines de centimètres). Leur taille réduite (2 cm x 1,5 cm) permet de ne pas encombrer la chambre de réaction. La figure 4.3 montre une photographie d'un préamplificateur et un schéma représentant le montage type d'une cellule avec son préamplificateur.

4.1.3 Critères de qualité

La qualité d'un détecteur de fragments de fission est habituellement estimée à l'aide d'une source de fragments de fission : le ^{252}Cf . La fission spontanée de cet actinide donne une distribution en masse asymétrique, c'est à dire que la fission produit préférentiellement un fragment léger avec un fragment lourd.

La figure 4.4 montre une distribution en masse obtenue avec le ^{252}Cf pour la cellule "type 2". On observe nettement deux pics séparés et correspondant aux fragments lourds (les basses énergies) et légers (les hautes énergies). La qualité du détecteur est définie par les différents rapports entre les nombres de coups mesurés aux sommets et dans la vallée, entre les deux sommets.

Les rapports N_h/N_v , N_l/N_v et N_l/N_h ont été mesurés pour les deux types de cellules présentés figure 4.1 et sont reportés dans le tableau 4.1. La cellule labellée "type 2" présente

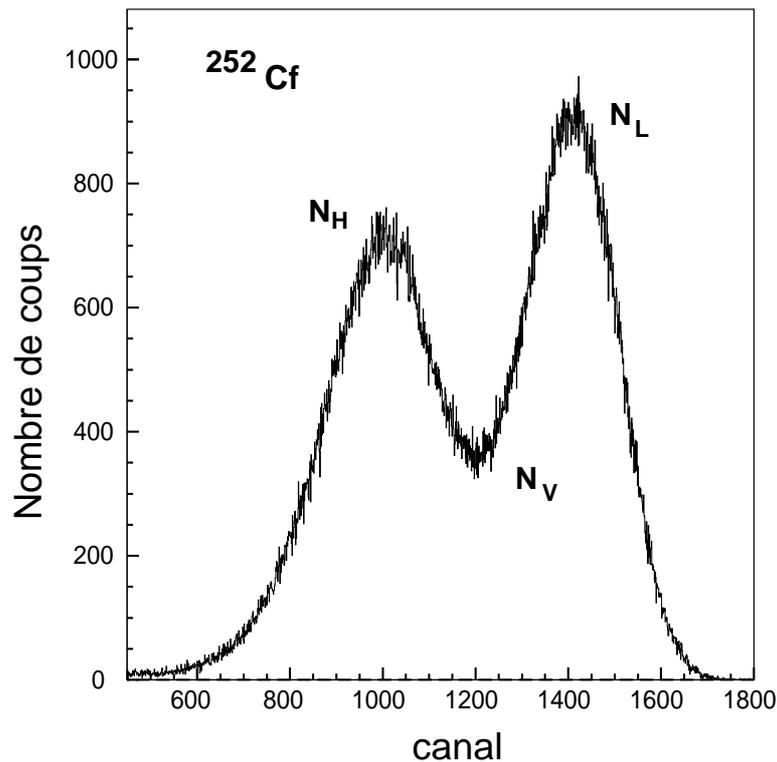


FIG. 4.4 – Spectre en énergie obtenu avec une source de ^{252}Cf et une cellule photovoltaïque (cellule “type 2”, figure 4.1). Les paramètres N_h , N_l et N_v sont respectivement les nombres de coups maxima mesurés pour les fragments lourds (**heavy**), légers (**light**) et entre les deux bosses (**valley**).

	Cellule type 1	Cellule type 2	Valeurs recommandées pour une barrière de surface
N_l/N_v	2,09	2,63	2,9
N_h/N_v	1,68	2,04	2,3
N_l/N_h	1,24	1,28	1,3

TAB. 4.1 – Les différents rapports N_h/N_v , N_l/N_v et N_l/N_h , ont été calculés pour les deux types de cellules et sont comparés aux valeurs recommandées par Schmitt et Pleasanton [Kno79].

des valeurs comparables à celles recommandées par Schmitt et Pleasanton pour une barrière de surface [Kno79].

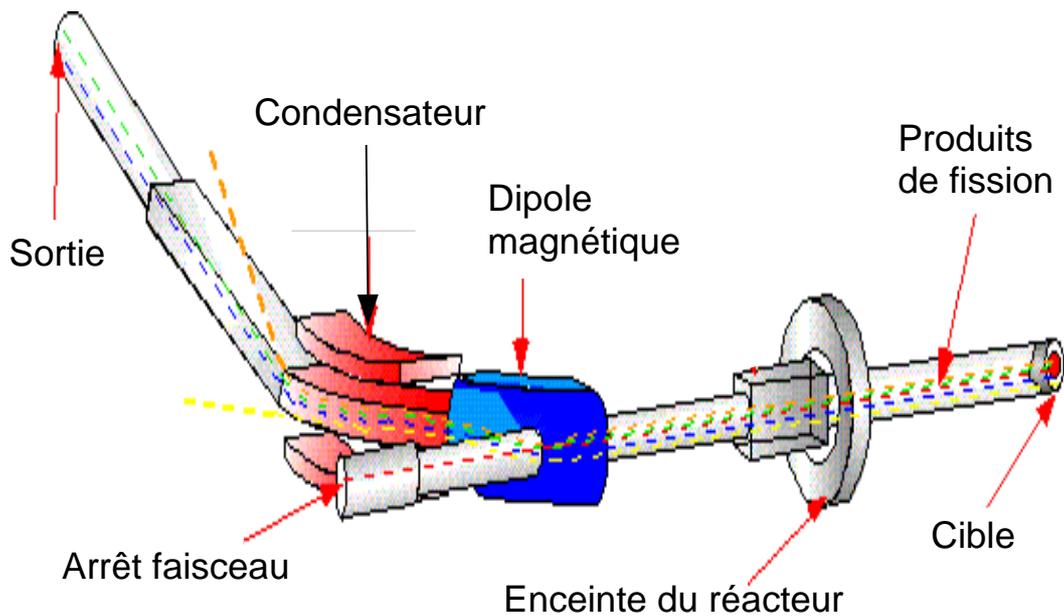


FIG. 4.5 – Représentation schématique du spectromètre Lohengrin installé auprès du réacteur à haut flux de neutrons de l’Institut Laue-Langevin de Grenoble.

4.1.4 Détermination des coefficients de calibration

La méthode de calibration appliquée aux cellules photovoltaïques est celle utilisée pour les barrières de surface au silicium classiques, compte tenu de la similitude des résultats obtenus avec ces deux types de détecteurs.

Schmitt *et al.* ont montré en 1965 [Sch65] que la réponse d’une barrière de surface est linéaire en énergie pour une masse donnée, mais de pente variable en fonction de la masse du fragment détecté. Ceci se traduit par l’équation :

$$E = (a + a' \cdot M) \cdot X + (b + b' \cdot M) \quad (4.3)$$

où, E , M et X sont respectivement l’énergie, la masse et la mesure de l’impulsion de l’ion détecté.

Les coefficients a , a' , b et b' sont les coefficients de calibration intrinsèques au détecteur.

Une expérience réalisée en décembre 1997, nous a permis de vérifier que la méthode de calibration proposée par Schmitt *et al.* était également applicable aux cellules photovoltaïques.

Cette expérience a utilisé le spectromètre Lohengrin installé auprès du réacteur nucléaire de l’Institut Laue-Langevin (ILL) de Grenoble. Les fragments de fission produits près du cœur du réacteur par une cible fissible sont triés successivement par des déflecteurs magnétiques et électrostatiques. La figure 4.5 donne une représentation schématique du dispositif.

Une cellule placée sous vide à l’extrémité du spectromètre permet de détecter des fragments de fission sélectionnés par leur énergie E , leur masse M et leur charge Q . Le déflecteur

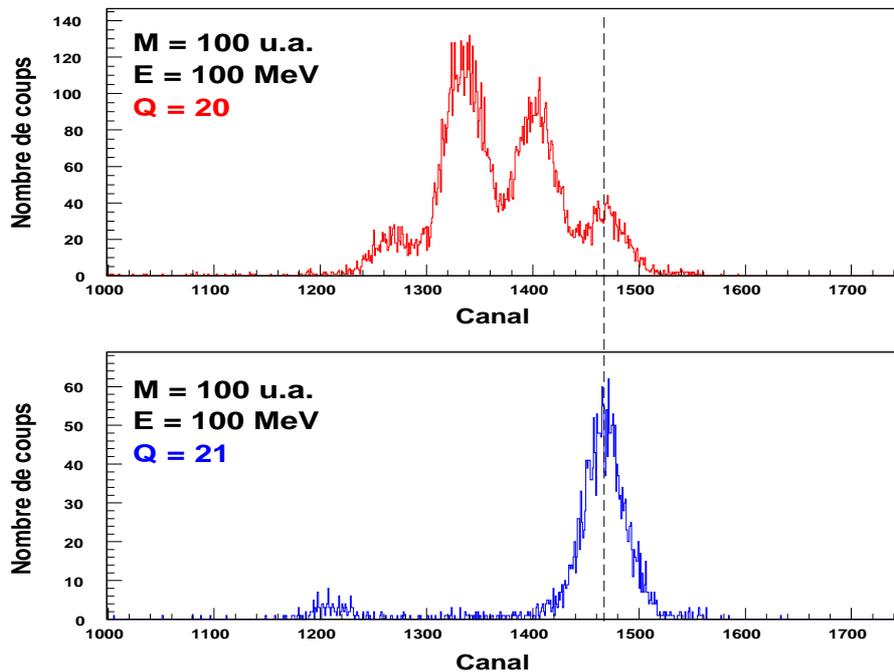


FIG. 4.6 – Hauteurs d’impulsion mesurées par la cellule “type 2” pour différentes valeurs de M/Q et E/Q afin de lever l’indétermination. Le fait de changer la charge ne modifie pas la position du pic correspondant aux fragments d’énergie E et de masse M .

électrostatique effectue une séparation en E/Q des fragments et le déflecteur magnétique, en M/Q . Il est cependant possible que plusieurs fragments de masse, d’énergie et de charge différentes possèdent les mêmes valeurs E/Q et M/Q . Comme notre détecteur n’est pas sensible à la charge de l’ion incident, le fait de changer la charge Q de l’ion incident ne modifie pas la position du pic correspondant à la masse M d’énergie E .

C’est ce que l’on observe sur la figure 4.6. Le spectre du haut a été obtenu pour les conditions $M/Q = E/Q = 5$. Quatre pics sont alors observés, soit quatre triplets [masse, énergie, impulsion].

Afin de lever cette dégénérescence on change la charge Q . Les conditions de sélection deviennent $M/Q = E/Q = 4,76$. Le pic commun aux deux spectres (celui qui reste à la même position) est assigné aux fragments de masse 100 u.m.a. et d’énergie 100 MeV.

Les hauteurs d’impulsion mesurées pour différentes masses (de 86 à 150 u.m.a.) et sur la gamme d’énergie disponible (de 45 à 105 MeV) permettent d’étudier la réponse des cellules photovoltaïques en fonction de l’énergie et de la masse des fragments.

La figure 4.7 du haut montre que la réponse des cellules est linéaire en énergie pour une masse donnée. On peut donc écrire :

$$E = A(M).X + B(M) \quad (4.4)$$

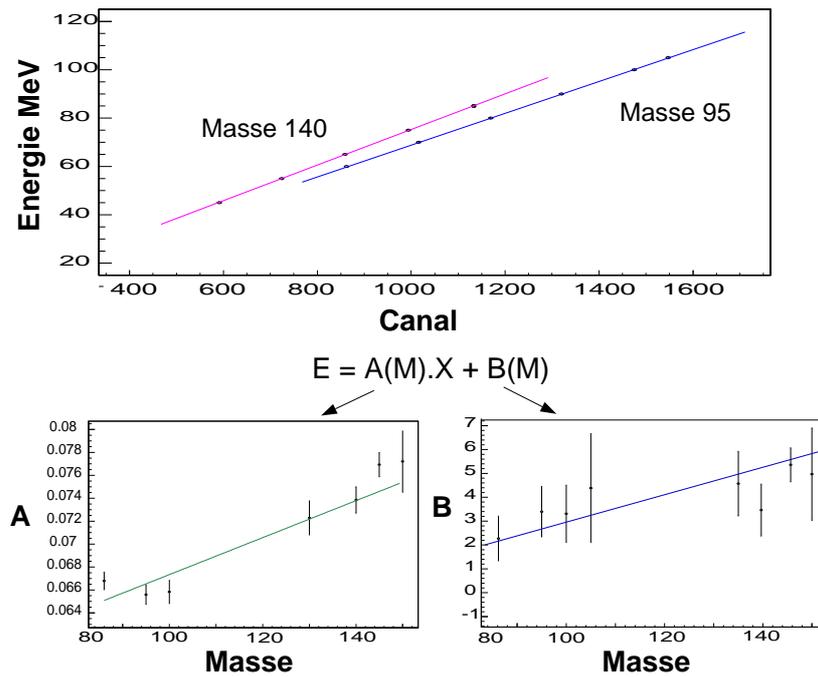


FIG. 4.7 – Réponse des cellules photovoltaïques en fonction de la masse et de l'énergie de l'ion incident. En haut : hauteurs d'impulsion mesurées en fonction de l'énergie pour deux masses données ; en bas : évolution des paramètres A et B en fonction de la masse.

où, E et X sont l'énergie du fragment et la hauteur d'impulsion mesurée, et $A(M)$ et $B(M)$ les coefficients linéaires fonction de la masse M du fragment.

L'évolution des coefficients A et B en fonction de la masse des fragments est présentée sur les figures 4.7. Le choix d'un ajustement linéaire est une bonne approximation :

$$A(M) = a + a'.M \quad (4.5)$$

$$B(M) = b + b'.M \quad (4.6)$$

Nous validons ainsi l'équation 4.3 pour les cellules photovoltaïques.

Les coefficients a , a' , b et b' obtenus ne sont valables que pour "la" cellule photovoltaïque utilisée lors des mesures. Comme il n'est pas réaliste de calibrer chaque cellule avec des faisceaux d'ions lourds avant chaque expérience les utilisant, il convient de déterminer des coefficients universels.

La méthode consiste à normaliser les coefficients intrinsèques d'une cellule à l'aide d'un spectre obtenu avec une source de ^{252}Cf . La distribution en hauteur d'impulsion obtenue avec le ^{252}Cf permet de déterminer le gain de la cellule via les positions P_h et P_l , respectivement les positions des pics des fragments lourds et légers.

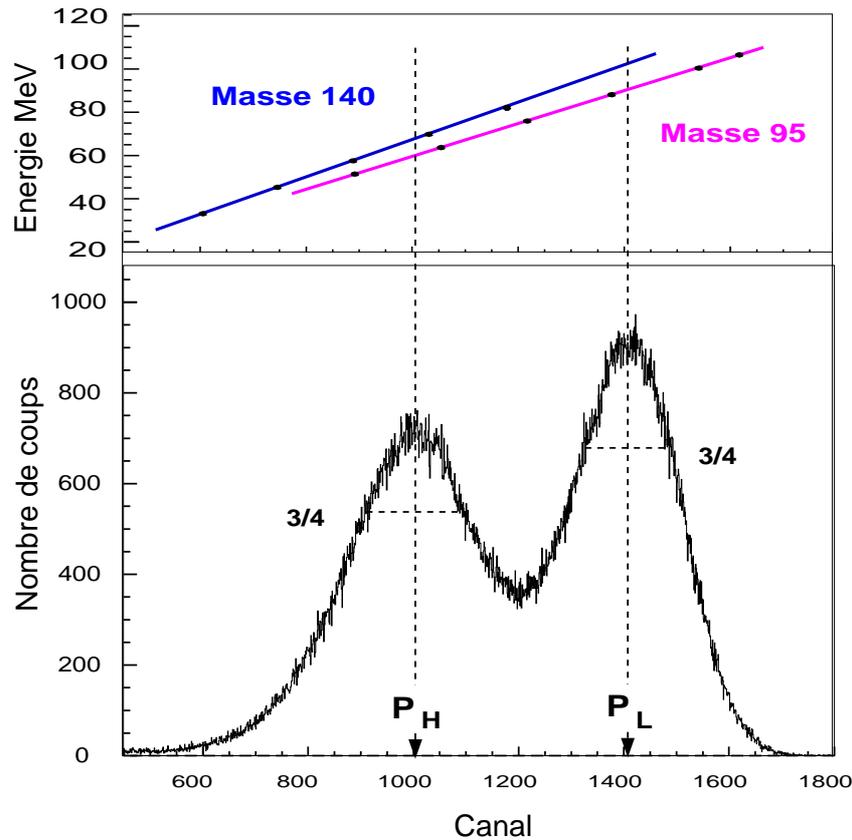


FIG. 4.8 – Détermination des coefficients de calibration des cellules photovoltaïques pour la calibration de Schmitt, à l'aide d'une source de ^{252}Cf et de faisceaux d'ions lourds de masses 140 et 95 u.m.a..

Grâce à l'expérience que nous avons réalisée, nous pouvons faire correspondre aux positions P_h et P_l les énergies E_1 et E_2 que devrait posséder un ion lourd de masse déterminée (voir figure 4.8). Avec deux masses (par exemple 140 et 95 u.m.a.), l'équation 4.3 peut être résolue par un système de quatre équations à quatre inconnues :

$$\begin{aligned}
 E(l, 140) &= (a + a' \cdot M_{140}) \cdot P_l + (b + b' \cdot M_{140}) \\
 E(h, 140) &= (a + a' \cdot M_{140}) \cdot P_h + (b + b' \cdot M_{140}) \\
 E(l, 95) &= (a + a' \cdot M_{95}) \cdot P_l + (b + b' \cdot M_{95}) \\
 E(h, 95) &= (a + a' \cdot M_{95}) \cdot P_h + (b + b' \cdot M_{95})
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

on trouve :

$$a = \frac{a_o}{P_l - P_h}; \quad a' = \frac{a'_o}{P_l - P_h}; \quad b = b_o - a \cdot P_l; \quad b' = b'_o - a' \cdot P_l \tag{4.8}$$

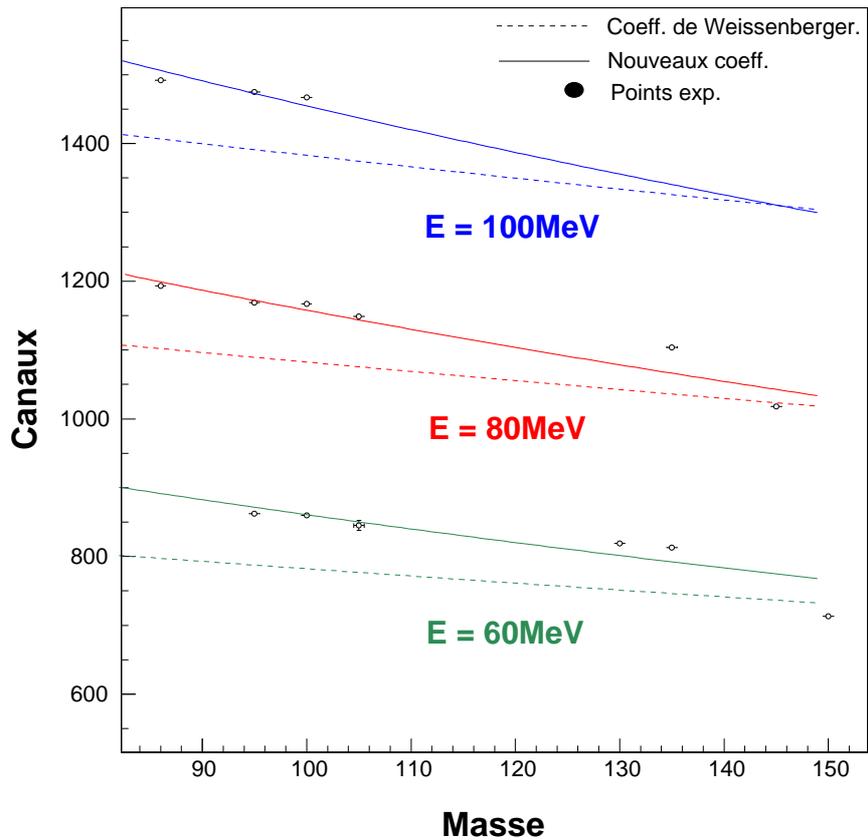


FIG. 4.9 – Calcul des hauteurs d’impulsion pour une cellule “type 2”, calibrée avec une source de ^{252}Cf et avec les coefficients proposés pour les barrières de surface (traits pointillés) ou avec les coefficients proposés pour les cellules photovoltaïques (traits pleins). Les points expérimentaux obtenus avec la même cellule sont aussi reportés.

Les coefficients universels des cellules photovoltaïques sont alors :

pour la cellule “type 1” :

$$a_o = 24,630 \text{ MeV}; \quad a'_o = 0,0257 \text{ MeV/u.m.a.}$$

$$b_o = 88,00 \text{ MeV}; \quad b'_o = 0,1535 \text{ MeV/u.m.a.} \quad (4.9)$$

pour la cellule “type 2” :

$$a_o = 22,500 \text{ MeV}; \quad a'_o = 0,0377 \text{ MeV/u.m.a.}$$

$$b_o = 84,66 \text{ MeV}; \quad b'_o = 0,155 \text{ MeV/u.m.a.} \quad (4.10)$$

Weissenberger *et al.* ont réalisé une expérience similaire en 1986 afin de déterminer les coefficients pour les barrières de surface [Wei86]. Les valeurs proposées sont :

$$a_o = 24,300 \text{ MeV}; \quad a'_o = 0,0283 \text{ MeV/u.m.a.}$$

$$b_o = 90,397 \text{ MeV}; \quad b'_o = 0,1150 \text{ MeV/u.m.a.} \quad (4.11)$$

La figure 4.9 montre les hauteurs d'impulsion calculées en fonction de la masse et pour trois énergies avec les coefficients 4.10 et avec les coefficients 4.11. Les points expérimentaux obtenus pour la même cellule sont également reportés. On apprécie aisément le gain en précision.

4.1.5 Performances

La résolution en énergie :

La figure 4.10 donne la résolution en énergie pour deux masses sur la gamme d'énergie 45 – 105 MeV (à partir des résultats obtenus lors de l'expérience présentée à la section 4.1.4). Les courbes obtenues pour deux masses ne se superposent pas. Cette différence de résolution entre deux masses est due au défaut d'ionisation dépendant de la masse et aussi du pouvoir d'arrêt de l'ion incident. Notons enfin que la résolution en énergie est meilleure lorsque l'énergie croît ; phénomène également observé avec les barrières de surface.

La fission spontanée du ^{252}Cf produit, entre autres, des fragments de masse 140 et 95 u.m.a. dont les énergies sont proches de 77 et 105 MeV respectivement. Les résolutions correspondantes sont repérées sur les courbes.

On estime ainsi la résolution en énergie à environ 2 % pour un fragment de fission lourd ($E_c \simeq 0,5 - 0,8 \text{ MeV/u.m.a.}$), et d'environ 1,5 % pour un fragment léger ($E_c \simeq 1,1 - 1,3 \text{ MeV/u.m.a.}$).

Cette résolution dépend bien évidemment de la cellule utilisée.

La résolution en temps :

Elle est inférieure à 10 ns. Cette valeur a été obtenue pour la cellule "type 2", à l'aide d'un faisceau pulsé de neutrons sur une cible d' ^{235}U . La corrélation en temps entre la détection des fragments de fission et la pulsation du faisceau donne accès à la résolution en temps de la cellule ².

²L'expérience a été réalisée auprès de l'accélérateur tandem du CEA de Bruyères-le-Châtel.

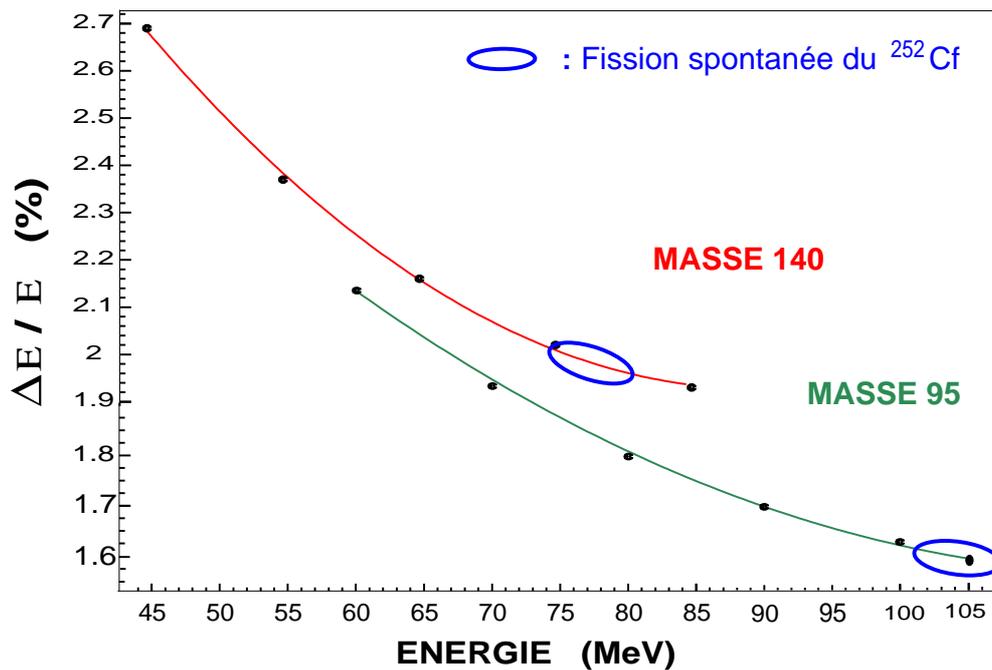


FIG. 4.10 – Résolution en énergie d’une cellule photovoltaïque de “type 2” pour un fragment de fission lourd (masse 140) et un fragment léger (masse 95). Les zones entourées correspondent aux énergies que possèdent les fragments de masse 140 et 95 dans la fission spontanée du ^{252}Cf .

L’efficacité de détection :

Elle est proche de 1, les zones mortes (bords de la cellule) ont un effet négligeable sur l’efficacité [Jin89].

Les cellules photovoltaïques n’ont pas été conçues pour l’utilisation décrite ici. Une cellule ayant un très bon rendement en tant que pile solaire ne sera pas forcément un bon détecteur de fragments de fission. Il est donc nécessaire de tester différents modèles de cellules disponibles dans le commerce.

Il est également important de préciser que, pour certaines expériences, on ne souhaite pas identifier en masse les fragments de fission produits, mais seulement signaler un événement particulier. Dans ce cas, la résolution en temps ou encore l’efficacité de détection sont des qualités plus importantes que la résolution en énergie.

4.2 Détecteur additionnel pour la spectroscopie γ

4.2.1 Qualités requises pour un détecteur additionnel

Dans l'optique d'une association avec un spectromètre γ , le détecteur additionnel doit posséder certaines qualités :

1. Le caractère modulaire, la compacité et la granularité

Des contraintes mécaniques (place disponible au cœur du spectromètre) et physiques (cinématique de la réaction) influencent la géométrie que doit posséder le détecteur additionnel.

Par exemple, une bonne granularité permet de déterminer la direction d'émission des fragments de fission, information importante pour corriger l'élargissement Doppler des rayonnements émis en vol.

Chaque expérience réclame une géométrie spécialement adaptée. Les cellules photovoltaïques, qui peuvent être facilement découpées selon la forme désirée sans voir leur performance diminuée, sont facilement adaptables à tout type de géométrie.

2. La transparence aux rayonnements γ

C'est une qualité très importante que doit posséder le détecteur additionnel. Un système encombrant peut diminuer l'efficacité de détection du spectromètre γ en absorbant les rayonnements.

Les cellules photovoltaïques ont une faible épaisseur (quelques centaines de μm de silicium suivant les modèles) et reposent simplement sur un mince support en plastique. Elles ne nécessitent aucun système de refroidissement ou de polarisation.

Ainsi, un détecteur de fragments de fission composé de cellules photovoltaïques a un encombrement très réduit, et l'absorption des rayonnements γ d'énergie supérieure à 100 keV est négligeable ³.

4.2.2 Types d'utilisation

Suivant les motivations et le type de l'expérience, les cellules photovoltaïques, placées au centre du spectromètre γ , peuvent être utilisées de différentes manières :

- **“mode Trigger”** ou **“mode Déclencheur”** : Dans ce mode, les rayonnements γ mesurés par le spectromètre sont traités par le système d'acquisition à la condition qu'un événement ait été mesuré par le détecteur additionnel. Le spectromètre γ est alors asservi par le détecteur additionnel.

Par exemple, pour la spectroscopie des fragments de fission, l'acquisition sera déclenchée si un événement de fission est détecté (mesure de deux fragments en coïncidence).

³Nous avons mesuré la transmission de rayonnements X et γ (jusqu'à 300 keV) pour différents types de cellules et à l'aide d'un germanium “Leps” sensible aux rayonnements de basse énergie (de 10 keV à 300 keV). voir annexe B.

- **“mode Veto”** : dans ce mode, les rayonnements γ mesurés en coïncidence avec un événement détecté par le dispositif additionnel sont rejetés.

Par exemple, dans le cas des réactions de fusion-évaporation, les noyaux composés dont on souhaite réaliser la spectroscopie γ ont une probabilité plus ou moins importante de subir un processus de fission. Les rayonnements γ émis par les fragments de fission vont gêner l’observation des raies des noyaux composés que l’on souhaite étudier.

Le détecteur additionnel permet de rejeter un événement si des fragments de fission sont mesurés en coïncidence. Dans ce cas, il est important d’avoir un système de détection de fragments de fission couvrant un angle solide proche de 4π afin de rejeter un maximum d’événements inintéressants. La sélection des événements peut, dans ce mode, être effectuée lors de l’expérience via l’électronique des dispositifs ou bien lors de la phase d’analyse.

4.3 Le multidétecteur SAPHIR III

Une description du multidétecteur SAPHIR III, conçu et utilisé pour les travaux de recherche présentés dans cette thèse, est proposée ci-dessous. Le multidétecteur SAPHIR III sera nommé plus simplement SAPHIR dans la suite de ce mémoire.

4.3.1 Géométrie

SAPHIR n’est pas le nom d’un détecteur mais d’un concept, qui consiste en l’utilisation d’un certain nombre de cellules dans une géométrie particulière. Un détecteur SAPHIR est donc conçu pour une expérience en particulier. Ses caractéristiques dépendent de la cinématique de la réaction ou, d’une manière générale, des contraintes physiques et mécaniques de l’expérience.

Le détecteur SAPHIR présenté dans la figure 4.12 a été conçu pour une expérience de fission induite par ions lourds utilisant le multidétecteur EUROBALL III. Cette expérience nécessite une utilisation en mode “déclencheur” de SAPHIR et un asservissement du détecteur EUROBALL III. Plusieurs contraintes ont été prises en compte pour définir la géométrie du détecteur :

- La diffusion du faisceau. Le faisceau ou des résidus du faisceau qui diffusent aux angles avant vont être détectés par les cellules. Celles-ci risquent alors d’être “aveuglées” par ces événements qui ne sont pas ceux recherchés. Ainsi, l’absence de cellules dans un cône d’angle de 40° à l’avant de la cible limite les déclenchements inintéressants.
- La perte d’énergie dans la cible. Aux angles proches de 90° par rapport à l’axe du faisceau, les fragments traversent une grande épaisseur de cible, conduisant à une dégradation en énergie, voire à un arrêt du fragment dans la cible. Les couronnes ont donc été placées de part et d’autre de la cible à 0,5 cm. Exemple : un ion ^{120}In produit avec une

énergie de 100 MeV au centre d'une cible mince d' ^{238}U ($130 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) et sortant à 80° par rapport à l'axe du faisceau, perd environ 7% de son énergie initiale.⁴

- Contraintes vis-à-vis d'EUROBALL III. La place disponible au centre d'EUROBALL III (sphère de 30 cm de diamètre) est une contrainte mécanique. Les cellules ne doivent pas être trop éloignées du centre du détecteur EUROBALL III, au risque de dégrader l'efficacité de détection des rayonnements γ émis par les noyaux arrêtés dans les cellules. En effet, les détecteurs étant collimatés sur la cible, certains risquent de ne pas "voir" les rayonnements émis par des fragments implantés dans une cellule trop excentrée. Enfin, la granularité de SAPHIR doit être suffisamment bonne pour déterminer la trajectoire du fragment et permettre une correction de l'élargissement Doppler pour les rayonnements émis en vol.

La figure 4.12 donne une représentation schématique du détecteur SAPHIR, construit en tenant compte des contraintes citées précédemment.

Le dispositif SAPHIR est composé de 32 cellules réparties en 4 couronnes de 8 cellules chacune. Les couronnes sont situées autour de l'axe du faisceau à l'avant et à l'arrière de la cible, symétriquement par rapport au plan perpendiculaire à l'axe du faisceau et passant par la cible. Les fragments de fission sont susceptibles d'être détectés à l'avant entre 40° et 80° , et à l'arrière entre 100° et 140° .

La couverture angulaire de ce dispositif est d'environ 50%. L'efficacité de détection dépend de la réaction utilisée. Si l'émission des fragments de fission est isotrope et s'ils sont émis à 180° l'un de l'autre dans le référentiel du laboratoire, alors l'efficacité de détection est d'environ 50% ; soit, le produit entre l'efficacité de détection intrinsèque des cellules (proche de 100%) et l'efficacité géométrique (50%). Sinon, il faut prendre en compte la cinématique de la réaction et la distribution angulaire des fragments.

4.3.2 Electronique pour l'association EUROBALL III et SAPHIR

Le système d'acquisition du détecteur EUROBALL III utilise l'électronique intégrée dans le standard V.X.I. (voir section 3.2.2). Par contre, le détecteur SAPHIR possédait, lors de l'expérience l'associant avec EUROBALL III, une électronique N.I.M (pour le traitement des signaux analogiques) et C.A.M.A.C. (pour le codage). Les informations codées issues de SAPHIR sont transmises au système d'acquisition d'EUROBALL III, via un bus FERA et une carte F.V.I. (Fera V.x.i. Interface, placée dans un châssis V.X.I.) conçue par le CENBG⁵. L'utilisation d'un bus FERA a pour principal avantage un gain de temps considérable dans le transfert des données entre le codeur CAMAC et le châssis V.X.I..

La figure 4.13 présente le schéma de l'électronique utilisée pour traiter les informations issues de SAPHIR et son association avec l'acquisition d'EUROBALL III.

⁴Résultats obtenus à l'aide du programme de simulation TRIM [Zie77].

⁵Centre d'Etude Nucléaire de Bordeaux Gradignan.

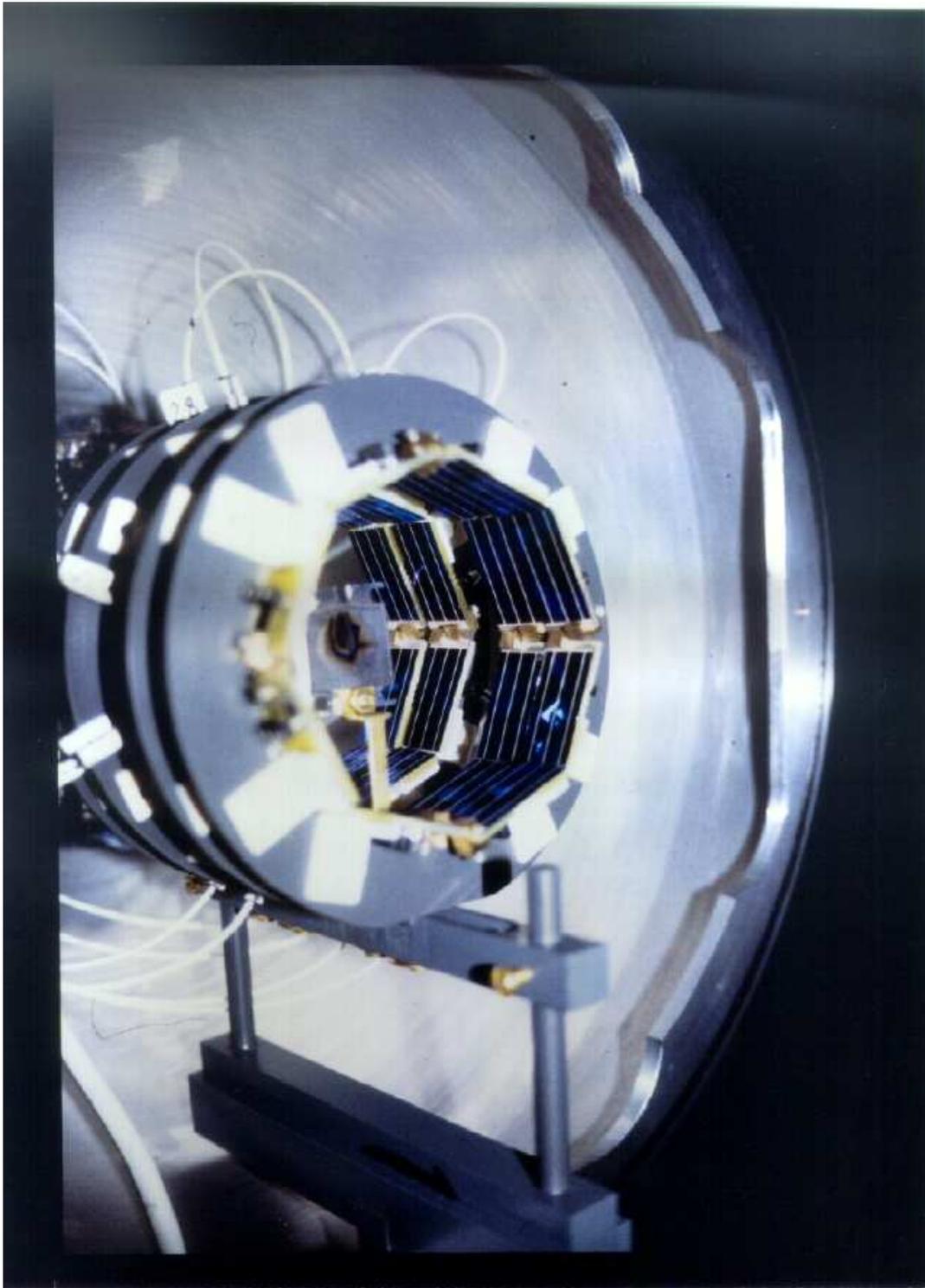


FIG. 4.11 – Photographie du détecteur SAPHIR avec 32 cellules. La cible est visible au centre.

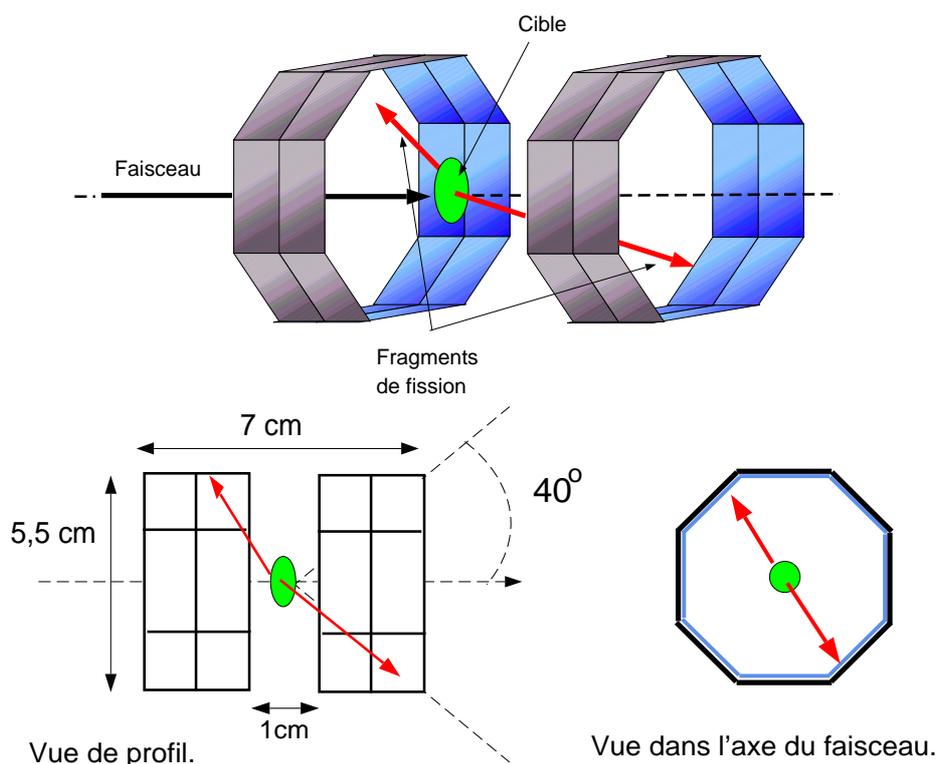


FIG. 4.12 – Le détecteur SAPHIR avec 32 cellules (dimension des cellules : 1,5 cm x 2,5 cm). Les 32 cellules sont réparties en 4 anneaux de 8 cellules chacun. Le dispositif est symétrique par rapport au plan contenant la cible, et perpendiculaire à l'axe du faisceau ; Les deux anneaux situés à l'avant et à l'arrière sont à 0,5 cm de la cible.

Développement technique

L'utilisation d'un grand nombre de cellules, par exemple pour un dispositif couvrant un grand angle solide avec une bonne granularité, nécessite un grand nombre de modules électroniques N.I.M. pour le traitement des signaux analogiques. La gestion d'un tel système s'avère difficile. Ceci nous a conduit à développer une électronique compacte de type V.X.I.⁶ Pour une utilisation avec d'autres détecteurs, tel EUROBALL III, ces cartes sont compatibles avec le standard V.X.I. L'avantage principal est de permettre la modification et le contrôle des paramètres, tels que les seuils des D.F.C. (Discriminateur à Fraction Constante) ou encore les retards, via une station de travail. De plus, un D.S.P. (Digital Signal Processor) permet la visualisation de spectres pour une vérification en ligne des données expérimentales recueillies. L'ensemble est géré sous un environnement "multi-fenêtres" convivial.

Les cartes V.X.I., développées dans le cadre du projet SAPHIR, possèdent chacune 16 voies. Chaque voie traite une information énergie (amplification, allongeur, codeur A.D.C.),

⁶En collaboration avec le Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse (CSNSM) d'Orsay.

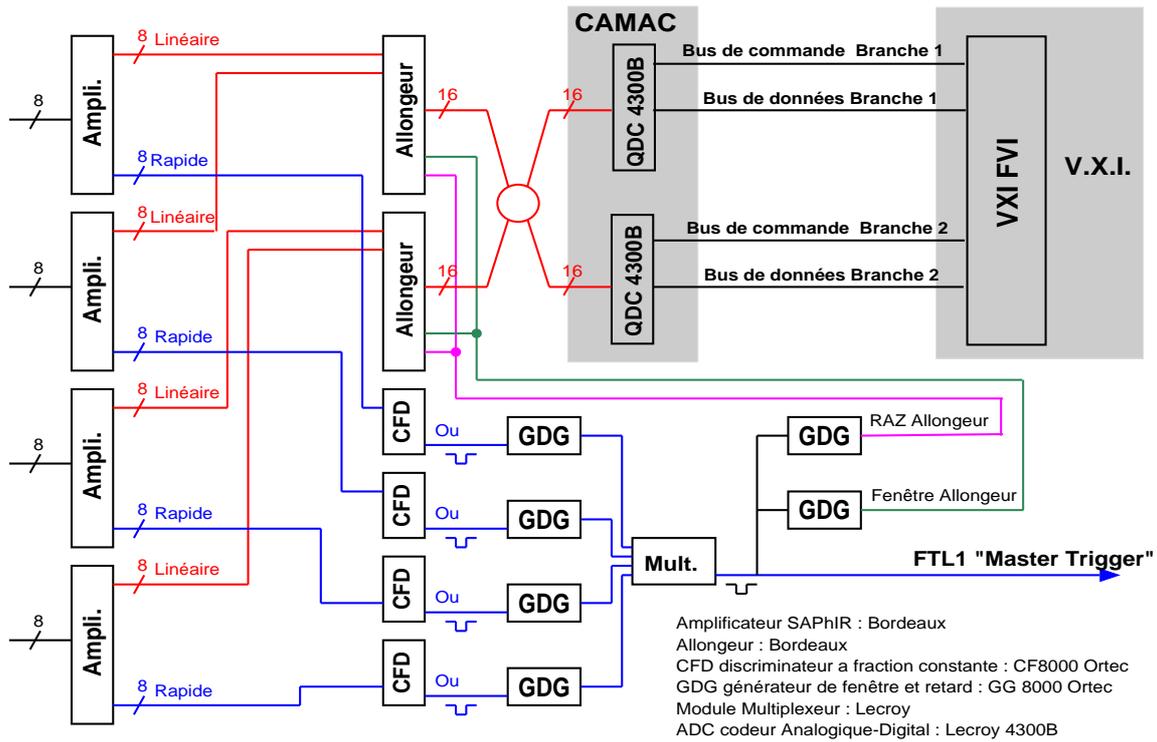


FIG. 4.13 – Electronique utilisée pour l’association EUROBALL III + SAPHIR. Les signaux issus des préamplificateurs SAPHIR sont traités par une électronique N.I.M. (amplificateurs, discriminateurs, allongeurs, générateurs de fenêtres, ...) et codés dans un châssis CAMAC. Les signaux logiques sont transmis via un bus FERA vers la carte F.V.I. servant d’interface entre l’électronique du détecteur SAPHIR et l’acquisition V.X.I. du détecteur EUROBALL III.

une information temps (amplificateur linéaire en temps, D.F.C., convertisseur temps-amplitude, A.D.C.) et un déclencheur d’événements (local trigger). Dans chaque carte un “OU” est effectué entre toutes les voies ainsi qu’un “signal sommé” dont l’amplitude est proportionnelle au nombre de voies touchées.

De plus, ces cartes ont été conçues de manière à pouvoir être utilisées avec d’autres types de détecteurs tels que d’autres détecteurs au silicium ou un spectromètre d’électrons de conversion. Il est possible d’injecter des signaux après un amplificateur spécifique au détecteur alors employé.

Opérationnelles depuis la fin de l’année 1998, les cartes V.X.I. SAPHIR n’ont pas été utilisées lors des expériences présentées dans ce mémoire.

4.4 Traitement des données

Une réaction de fission est un processus complexe qui conduit à la production de plusieurs centaines de noyaux différents. Les fragments de fission sont généralement produits avec une énergie d'excitation suffisamment importante pour leur permettre d'évaporer des particules légères (principalement des neutrons). De plus, s'il ne s'agit pas d'une fission spontanée mais d'une réaction de fission induite, le système fissionnant peut, si son énergie d'excitation le permet, émettre des particules légères avant la fission. Ces probabilités d'émission de particules donnent, pour chaque fragment de fission de masse M et numéro atomique Z , une distribution en énergie dont la largeur est de quelques MeV (soit quelques % de leur énergie).

Ainsi, une simple calibration en énergie ne suffit pas à déterminer la masse du fragment détecté. Dans la section suivante, la méthode utilisée pour estimer les masses et les énergies des fragments mesurés en coïncidence est présentée.

4.4.1 Masses et énergie cinétique totale des fragments

L'estimation des masses et des énergies cinétiques totales (ECT) des fragments de fission est réalisée à l'aide d'un processus itératif. Ce processus utilise la calibration de Schmitt (équation 4.3) unissant l'énergie, la masse et la hauteur d'impulsion mesurée.

La première étape consiste à calibrer les cellules à l'aide d'une source de ^{252}Cf . Les deux maxima observés sur les spectres de fission du ^{252}Cf , correspondent aux fragments lourds et légers. A chacun de ces maxima correspond une abscisse P_x et une énergie moyenne $E(P_x) = 78,42$ MeV et $102,61$ MeV respectivement pour le premier et le second maximum.

Les positions relatives des couples (P_l, P_h) permettent de calculer les coefficients intrinsèques a, a', b et b' de chaque cellule, pour la calibration de Schmitt (voir section 4.1.4).

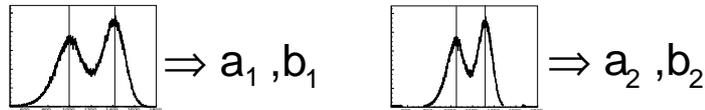
Une première estimation de l'énergie du fragment de fission est ainsi calculée en négligeant le défaut d'impulsion et l'évaporation de neutrons.

Dans le cas où la fission a lieu lorsque le noyau est au repos, l'émission des fragments de fission est isotrope et ils ont des trajectoires opposées à 180° l'un de l'autre (dans le référentiel du laboratoire). Ceci simplifie grandement le calcul itératif qui peut être effectué dans le référentiel du laboratoire.

Le principe de détermination des masses et des énergies suit plusieurs étapes :

- (i) La conservation de l'impulsion permet d'estimer les masses des fragments de fission avant l'émission de neutrons, à partir de leur énergie cinétique.

Calibration avec 252Cf



2 fragments détectés en coïncidence : X_1 et X_2

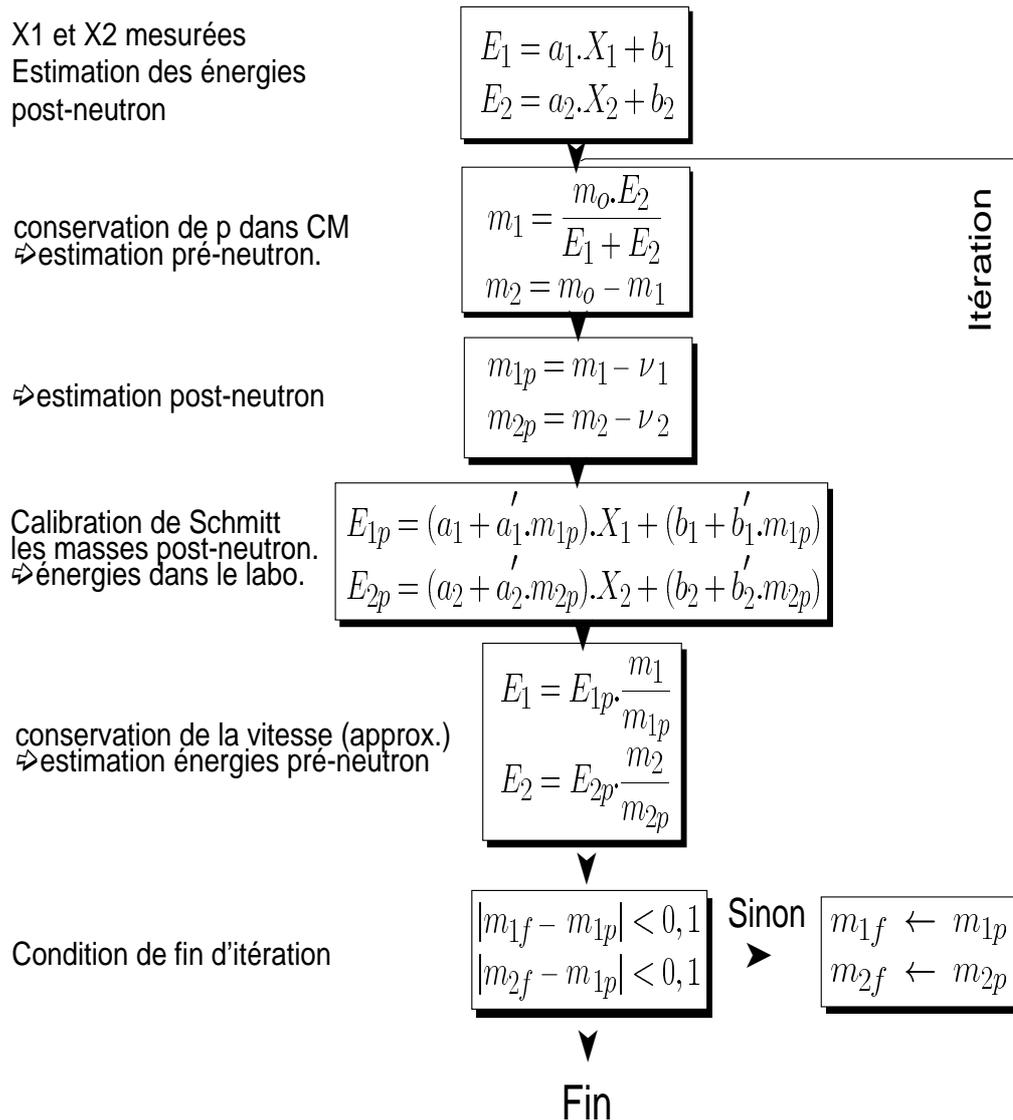


FIG. 4.14 – Algorithme du processus itératif permettant d'estimer la masse et l'énergie cinétique totale des fragments de fission à partir de conditions initiales et des impulsions mesurées X_1 et X_2 .

- (ii) L'estimation des masses après l'évaporation de neutrons⁷ et la relation de Schmitt (équation 4.3) donnent les énergies cinétiques après évaporation des neutrons.
- (iii) En faisant l'approximation que la vitesse des fragments de fission est conservée après l'émission de neutrons, on calcule les énergies cinétiques des fragments avant l'évaporation de neutrons. Les énergies obtenues sont injectées dans l'étape (i).

Le processus itératif est arrêté lorsqu'entre deux itérations la différence en masse est inférieure à 0,1 u.m.a. En général, 3 ou 4 itérations suffisent pour atteindre la convergence.

Ainsi, pour deux fragments détectés en coïncidence, nous obtenons deux masses dont la somme est fixée par les conditions initiales et deux énergies cinétiques dont la somme est l'énergie cinétique totale (ECT).

4.4.2 Estimation de l'énergie d'excitation des fragments

L'énergie cinétique totale (ECT) et l'énergie d'excitation totale (EXT) des fragments de fission sont reliées par le Q_{max} de la réaction. Ce dernier est calculé à partir des excès de masse des noyaux participant au processus de fission :

$$Q_{max} = M_{fission} - (M_{Frag_1} + M_{Frag_2})$$

où $M_{fission}$ est l'excès de masse du noyau fissionnant et les M_{Frag_i} , ceux des deux fragments de fission produits.

Le Q_{max} pour un couple de fragments de fission produits est calculé à l'aide des estimations de masse réalisées par Möller *et al.* avec le modèle FRLDM [Mol95] (voir figure 4.15) ou encore, à l'aide de mesures expérimentales [Aud95]. Les Q_{max} obtenus par ces deux méthodes sont exprimés en fonction du rapport des masses des deux fragments de fission. L'écart entre les deux courbes est assez faible.

L'énergie d'excitation totale maximale d'un couple de fragments de masse M_l et M_h se calcule comme :

$$EXT_{max}(M_h/M_l) = Q_{max}(M_h/M_l) - ECT(M_h/M_l)$$

où l' ECT et le rapport M_h/M_l sont calculés par le processus itératif (figure 4.14).

⁷Le nombre de neutrons évaporés par les fragments de fission n'est pas une constante. Par exemple, pour la fission spontanée du noyau ^{252}Cf , le nombre de neutrons évaporés varie entre 0,5 et 3 en fonction de la masse du fragment [Dur93]. Pour certains systèmes fissionnants, en particulier ceux produits lors de réactions induites, cette distribution n'est pas toujours connue; un nombre moyen de neutrons évaporés, tiré d'observations expérimentales, est alors injecté dans l'itération.

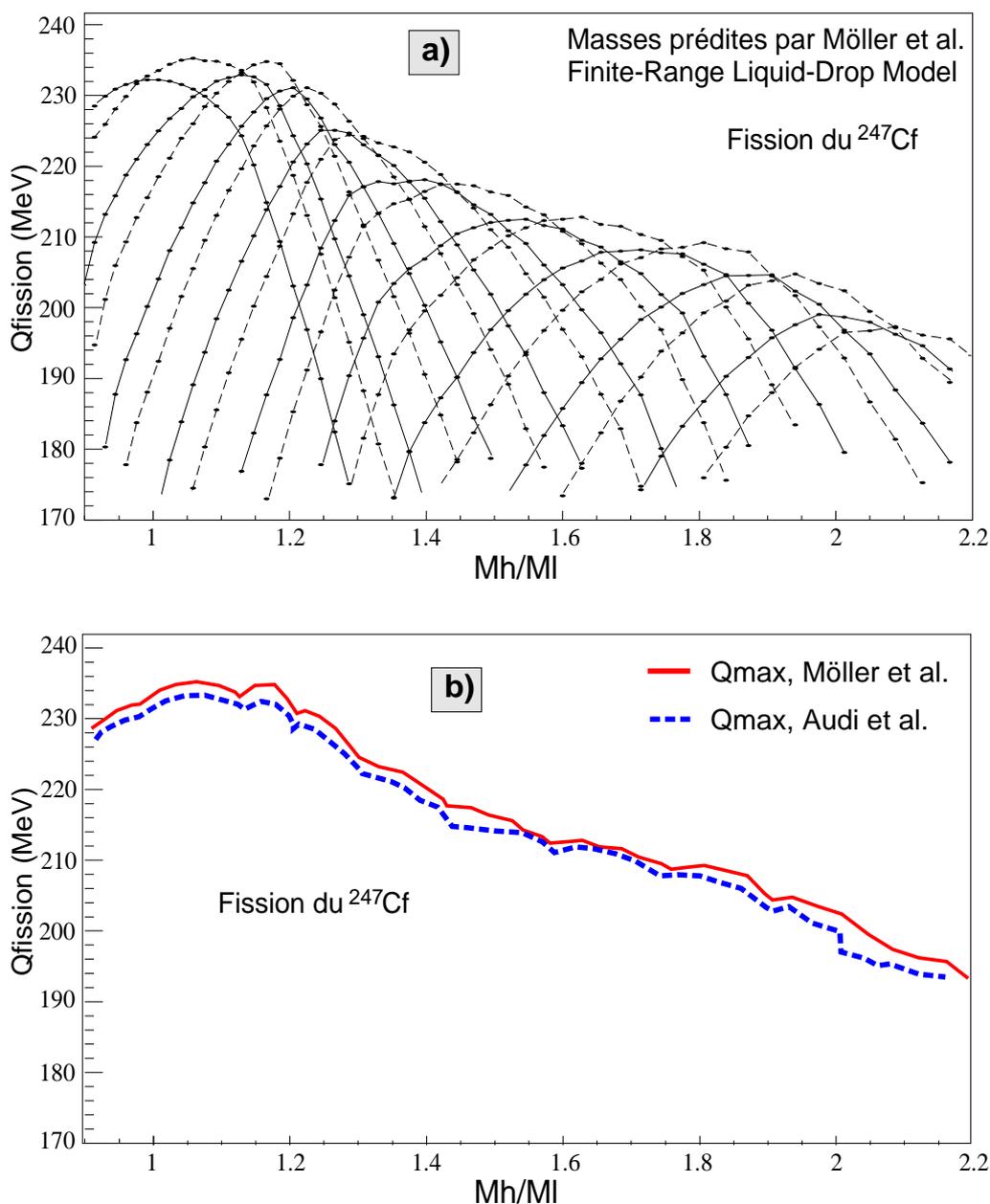


FIG. 4.15 – figure a) : Chaque courbe (parabole inversée) donne le Q de réaction en fonction du rapport des masses des deux fragments. Les distributions sont calculées pour un couple d'isotopes dont la somme des numéros atomiques est égale à 98 ($Z_{\text{Cf}} = 98$ u.m.a.). De gauche à droite : (49 ; 49), (50 ; 48), ..., (66 ; 32). Les excès de masse utilisés ont été calculés par Möller *et al.* [Mol95].

figure b) : Q max de réaction en fonction du rapport des masses des fragments, obtenus d'après les estimations de Möller (trait plein) et les mesures de Audi *et al.* (trait pointillé)[Aud95].

4.5 Résumé du chapitre

Les cellules photovoltaïques peuvent être utilisées pour la détection des fragments de fission. Elles présentent de nombreux avantages, tels que :

- une forte robustesse, solidité.
- la possibilité d’être découpées dans la forme désirée.
- une grande souplesse d’utilisation : pas de cadre, pas de tension d’alimentation, pas de refroidissement.
- un coût réduit : de quelques francs à quelques dizaines de francs par cellule.

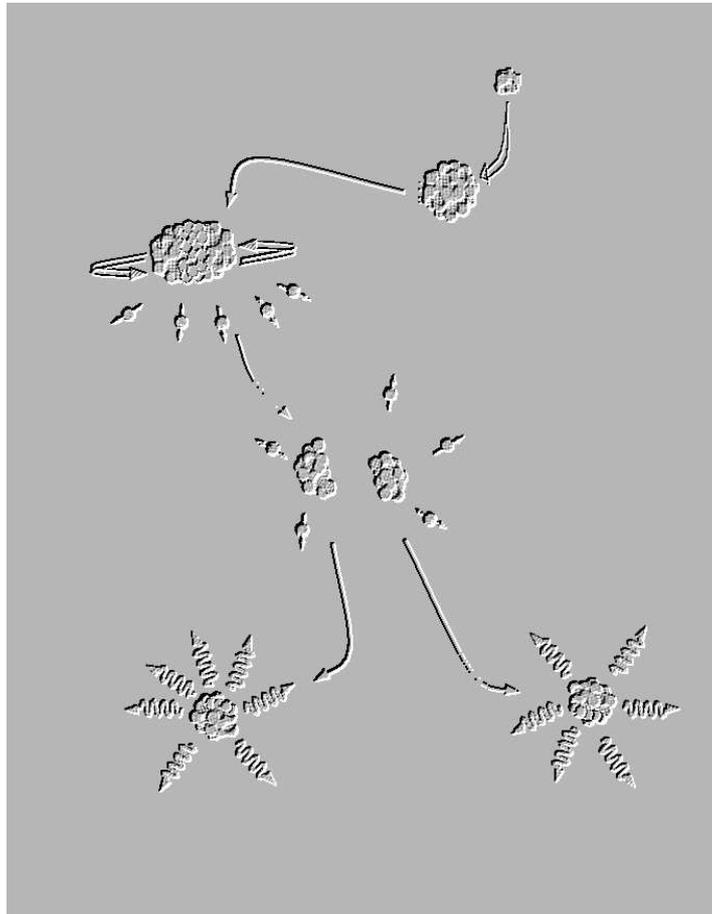
A cela s’ajoute une grande efficacité de détection, ainsi que des résolutions en temps et en énergie très satisfaisantes.

Une expérience réalisée auprès du séparateur de fragments de fission Lohengrin (ILL Grenoble) a permis de déterminer les coefficients de la calibration dite “de Schmitt” pour deux types de cellules photovoltaïques.

Nous proposons l’utilisation des cellules au sein d’un spectromètre gamma afin d’améliorer la sensibilité de détection en sélectionnant des voies de réaction. Dans le cadre de ce projet, nous avons construit le multidétecteur de fragments de fission SAPHIR III. Ce détecteur a été conçu pour un type particulier d’expérience utilisant le détecteur EUROBALL III.

Chapitre 5

Expériences réalisées avec EUROBALL et SAPHIR



Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire s'appuient principalement sur trois expériences utilisant les dispositifs EUROBALL III et SAPHIR.

La première expérience a été réalisée auprès de l'accélérateur de type "Tandem" de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Elle avait pour but de tester le dispositif SAPHIR avant son adjonction au détecteur EUROBALL III.

Les deux autres expériences ont utilisé le détecteur EUROBALL III installé au laboratoire de l'INFN à Legnaro, Italie. Initialement, elles faisaient partie de la même proposition d'expérience et devaient être réalisées successivement dans le même temps de faisceau. Mais pour des raisons techniques, l'une a eu lieu en octobre 1997 et l'autre en juillet 1998. Utilisant respectivement une cible mince et une cible épaisse, elles sont nommées expériences "cible mince" et "cible épaisse" dans la suite de ce mémoire.

Une première section présente la réaction de fission induite par ions lourds utilisée pour nos expériences.

Les sections suivantes, quant à elles, donnent les caractéristiques (taux de réaction, principe expérimental et statistiques) des différentes expériences réalisées à l'aide des dispositifs décrits dans les chapitres précédents.

5.1 La réaction de fission induite

Les fragments de fission sont produits par réaction de fission induite par ions lourds. La nature du système cible+projectile a été choisie selon deux critères principaux : produire un noyau fissionnant avec un grand rapport N/Z et produire des fragments de fission avec une bonne section efficace.

Notre choix s'est porté sur le système $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$. L'accélération de noyaux de carbone ainsi que la fabrication de cibles d'uranium 238 sont des techniques éprouvées qui ne présentent pas de difficultés. De plus, ce système a été étudié par le passé dans le cadre d'études de la dynamique de fission [Gav84], [Duh92], [Mur86]; des informations sont donc disponibles dans la littérature (sections efficaces, rendement des fragments de fission, ...). Enfin, le noyau ^{238}U possède un rapport N/Z important ($= 1,59$).

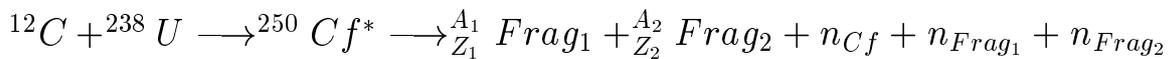
La barrière coulombienne pour ce système est calculée à $V = 59$ MeV dans le centre de masse. Il y aura ainsi formation d'un noyau composé si l'énergie du faisceau est supérieure à cette valeur : $E_{cm} > V$. La section efficace de réaction est largement dépendante de l'énergie incidente E_{cm} .

Avec des énergies de projectile de cet ordre (de 5 à 10 MeV par nucléon), on distingue principalement deux mécanismes conduisant au processus de fission : d'une part la fusion-fission et d'autre part, le transfert de nucléons.

Dans le premier cas, un noyau projectile et un noyau cible donnent par fusion un noyau excité et instable vis-à-vis de l'évaporation de particules et de la fission.

Dans le second cas, les noyaux cibles et projectiles n'interagissent qu'en surface ; le résidu de projectile poursuit sa course après avoir échangé quelques nucléons avec le noyau cible. L'énergie mise en jeu lors de la réaction peut être suffisante pour conduire à une fission de la "quasi-cible".

Une étude du système $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ avec une énergie du projectile à 100 MeV [Duh92] a montré que dans 96,5 % des cas, les fragments de fission sont produits via une réaction de fusion-fission. Dans l'hypothèse où seules des particules non chargées sont émises, on écrit cette réaction de fusion-fission comme :



où A_1 et A_2 sont les masses des deux fragments de fission ; et n_{Cf} , n_{Frag_1} et n_{Frag_2} sont les nombres de neutrons émis respectivement par le noyau composé de ^{250}Cf (appelés neutrons de pré-fission), et les deux fragments de fission (appelés neutrons de post-fission).

La conservation du nombre de nucléons entre les voies d'entrée et de sortie de la réaction induit :

$$A_1 + A_2 + n_{\text{Cf}} + n_{\text{Frag}_1} + n_{\text{Frag}_2} = 250 \text{ u.m.a.}$$

L'évaporation de particules légères (principalement des neutrons) diminue le rapport N/Z des fragments de fission ; ceux-ci sont moins exotiques et donc plus proches de la stabilité. Il est possible de limiter le nombre de neutrons évaporés en diminuant l'énergie des ions incidents. Le noyau composé a ainsi moins d'énergie disponible pour évaporer des particules.

Rappelons que la section efficace de fission dépend également de l'énergie du projectile. Aussi faut-il fixer astucieusement cette énergie afin de trouver un bon compromis entre l'évaporation de neutrons et la section efficace de fission.

La figure 5.1 donne la fonction d'excitation de la réaction ^{12}C sur de ^{238}U pour des énergies comprises entre 95 et 291 MeV [Gav84]. On note qu'un palier est atteint pour des énergies supérieures à 150 MeV et pour une section efficace $\sigma \simeq 2000 \text{ mb}$.

Sur la même figure est reportée une fonction d'excitation calculée par la méthode de Wong [Won73]. Celle-ci calcule la section efficace totale de réaction avec un modèle géométrique et utilise les paramètres donnés dans la référence [Kai77].

La courbe calculée présente un bon accord avec les points expérimentaux et il est raisonnable de supposer que pour des énergies inférieures à 90 MeV, la section efficace de fission de notre système diminue rapidement. La courbe est au-dessus des points expérimentaux pour des énergies de faisceau supérieures à 150 MeV car d'autres types de réactions ne vont plus être négligeables à ces énergies telles que les réactions de surface.

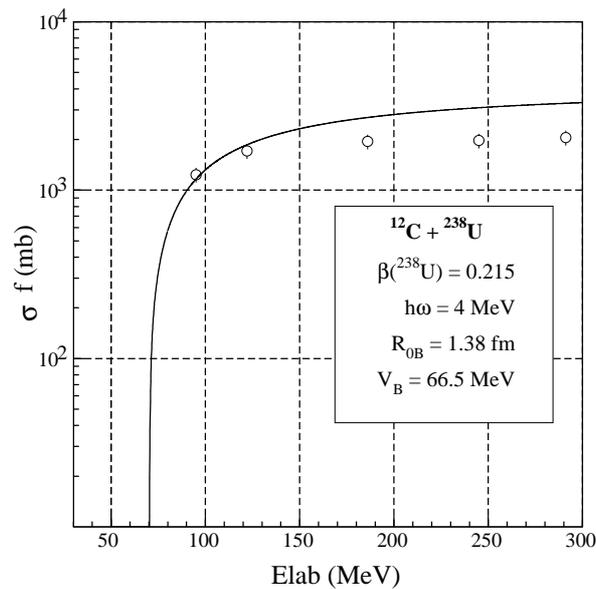


FIG. 5.1 – Fonctions d’excitations de la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$, pour une énergie du faisceau de carbone comprise entre 30 et 300 MeV. Les symboles représentent les sections efficaces mesurées par Gavron *et al.* [Gav84]. La courbe en trait plein a été obtenue par la méthode de Wong [Won73] avec les paramètres de Kailas [Kai77] et ceux donnés sur la figure.

Aussi, nous avons choisi de fixer l’énergie du faisceau à 90 MeV dans le laboratoire, afin d’obtenir une section efficace importante ($\simeq 1000$ mb) tout en minimisant l’énergie du projectile et donc le nombre de neutrons évaporés. A cette énergie, le noyau composé de ^{250}Cf est produit avec une énergie d’excitation de 62 MeV.

5.2 L’expérience SAPHIR seul

Avant l’utilisation du détecteur SAPHIR auprès du détecteur EUROBALL III, nous avons réalisé une expérience auprès de l’accélérateur tandem de l’Institut de Physique Nucléaire d’Orsay. Cette expérience a permis de vérifier les caractéristiques de la réaction (énergie et intensité du faisceau ainsi que l’épaisseur de la cible) et, d’une façon générale, de valider le dispositif SAPHIR.

D’autre part, elle offre également la possibilité d’étudier la réaction de fission $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ (distribution en masse et en énergie des fragments de fission).

Les ions ^{12}C ont été accélérés pour trois énergies : 85, 90 et 95 MeV, et l’intensité du faisceau a également été modulée entre 0,8 et 3,3 nAp.

Les distributions en masse et en énergie calculées à partir des données recueillies lors de cette expérience sont présentées dans la section 6.4.

5.3 L'expérience EUROBALL + SAPHIR

L'étude de noyaux possédant des états de longues périodes ainsi que l'étude de la dynamique de la fission étaient les principaux objectifs de cette expérience.

5.3.1 Taux de réaction

Le nombre de fissions par unité de temps est estimé en fonction de la section efficace de fission, de l'intensité du faisceau de carbone et de l'épaisseur de la cible d'uranium.

L'intensité du faisceau ainsi que l'épaisseur de la cible ont été choisies de manière à obtenir un taux de réaction optimisé vis-à-vis du dispositif expérimental.

- L'utilisation du dispositif SAPHIR contraint l'épaisseur de la cible d' ^{238}U . En effet, celle-ci doit être mince afin de permettre aux fragments de fission de sortir de la cible sans être trop dégradés en énergie. L'épaisseur de la cible était de $140 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, et les faces avant et arrière étaient recouvertes d'un fin dépôt de carbone ($25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour la tenue mécanique de la cible sous faisceau.

- L'efficacité de détection du dispositif SAPHIR dépend de la cinématique de la réaction. Pour notre réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ à 90 MeV celle-ci est estimée à 45 %.

Avec un faisceau d'intensité 6,7 nAp environ, le taux de réaction est de 13.500 fissions/s et le taux de comptage dans le dispositif SAPHIR III est donc proche de 6.000 fissions/s.

5.3.2 Principe expérimental

Le faisceau interagit avec la cible placée au centre d'EUROBALL III et de SAPHIR. Les fragments de fission produits dans la cible se désexcitent tout d'abord par évaporation de particules légères (principalement des neutrons) puis par émission de rayonnements γ . Cette désexcitation, dite "prompte", a lieu dans un temps très court suivant le processus de fission (entre 10^{-14} et 10^{-9} seconde) alors que les fragments sont en mouvement.

L'énergie cinétique emportée par les fragments correspond à une vitesse de l'ordre de 1 cm/ns pour les fragments lourds et jusqu'à 1,5 cm/ns pour les fragments légers. Ainsi, les fragments de fission sont détectés par les cellules photovoltaïques placées à environ 5 cm de la cible, quelques nanosecondes après avoir été produits.

Si les noyaux implantés dans les cellules possèdent un ou plusieurs états isomériques, ceux-ci peuvent se désexciter par émission de rayonnements gamma. Ces rayonnements sont dits "retardés".

Les fenêtres en temps des germaniums d'EUROBALL III sont de 1 μs environ ; c'est à dire que pour un événement de fission identifié, tous les rayonnements mesurés en coïncidence dans un intervalle de temps de 1 μs sont acceptés. Cette condition expérimentale permet

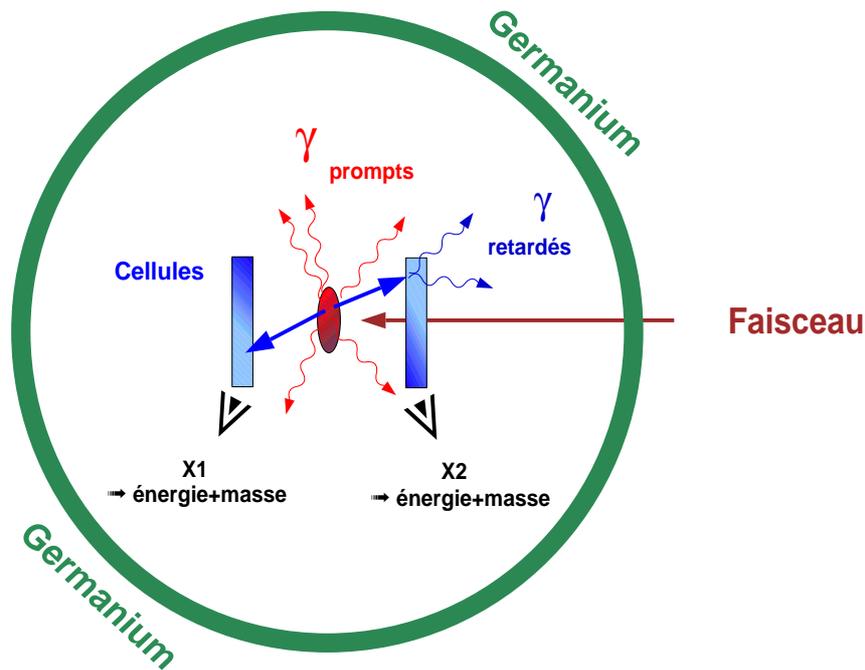


FIG. 5.2 – Principe de détection des fragments de fission et des rayonnements γ prompts et retardés associés. Le détecteur SAPHIR donne une signature de l'événement de fission, une mesure des hauteurs d'impulsion et les numéros des cellules touchées. Les rayonnements γ mesurés en coïncidence sont acceptés jusqu'à $1 \mu\text{s}$ après la fission afin de mesurer les émissions retardées.

l'observation d'états excités ayant des périodes de quelques dizaines de nanosecondes à une dizaine de microsecondes.

Le détecteur SAPHIR donne la signature d'un événement de fission, l'angle d'émission des fragments ainsi qu'une estimation de l'énergie cinétique totale (somme des énergies cinétiques des deux fragments). Le détecteur EUROBALL III mesure à la fois les rayonnements "prompts" émis en vol (décalés en énergie par effet Doppler) et les rayonnements "retardés" émis à l'arrêt.

5.3.3 Statistique

Pour cette expérience, le détecteur EUROBALL III n'a pas été utilisé au maximum de son efficacité : un certain nombre de détecteurs étaient hors d'usage.

L'expérience a fonctionné avec :

- 22 détecteurs "Tapered" sur 30,
- 12 détecteurs "Clover" complets + 11 détecteurs incomplets sur 26,
- 8 détecteurs "Cluster" complets + 2 détecteurs incomplets sur 15.

	Evénements “prompts + retardés”	Evénements “retardés”
Multiplicité 2	1.10^8	2.10^7
Multiplicité 3	6.10^7	3.10^6
Multiplicité 4	3.10^7	6.10^5
Multiplicité ≥ 5	2.10^7	2.10^5

TAB. 5.1 – Nombre d'événements de multiplicité détectée égale à 2, 3, 4 ou ≥ 5 , mesuré par EUROBALL III pour un événement de fission détecté par SAPHIR. On donne la statistique pour tous les gammas mesurés lors d'un événement, ainsi que la statistique pour les gammas retardés (voir figure 3.14, chapitre 3 pour la définition d'un événement retardé).

Après traitement des données, la statistique obtenue pour des multiplicités détectées¹ d'ordre 2, 3, 4 et ≥ 5 , pour un événement de fission identifié par SAPHIR, est reportée dans le tableau 5.1. Un total de 24.10^6 événements retardés de multiplicité détectée supérieure ou égale à 2 ont été stockés sur bande magnétique de type DLT.

5.4 L'expérience EUROBALL seul

Cette expérience a permis de mesurer les rayonnements γ émis par les fragments de fission, dans le but de construire leurs schémas de niveaux et d'étudier ainsi leur structure nucléaire.

5.4.1 Taux de réaction

La différence entre les deux expériences utilisant le détecteur EUROBALL III réside dans l'épaisseur de la cible. Pour cette seconde expérience la cible a été choisie épaisse de manière à ce que les fragments soient arrêtés dans la cible. Ainsi, les rayonnements γ sont émis alors que le noyau est à l'arrêt, et ne subissent pas de décalage en énergie dû à l'effet Doppler.

Par exemple : un ion ^{120}In , produit avec une énergie cinétique d'environ 100 MeV ($\beta = 4,2\%$) sera totalement arrêté après un parcours moyen de $5,5 \mu\text{m}$ dans la cible d'Uranium, soit moins de 1 ps après la fission.

L'épaisseur de la cible d' ^{238}U était de 47 mg/cm^2 . L'intensité du faisceau était de $0,4 \text{ nAp}$. Le taux de réaction est alors estimé à environ 300.000 fissions/s, pour une section efficace de 1 barn.

¹Parmi N_0 rayonnements γ émis par le noyau, un certain nombre seulement, N_1 , sont détectés; on différencie ainsi la “multiplicité émise” (N_0) de la “multiplicité détectée” (N_1). Avant traitement des données, la “multiplicité détectée” est également appelée “multiplicité détectée brute”.

	Nombre d'événements
Multiplicité 2	400.10^6
Multiplicité 3	600.10^6
Multiplicité 4	550.10^6
Multiplicité 5	400.10^6
Multiplicité ≥ 6	350.10^6

TAB. 5.2 – Nombre d'événements obtenu pour des multiplicités détectée d'ordre 2, 3, 4, 5 et ≥ 6 après traitement des données.

5.4.2 Principe expérimental

Les fragments de fission produits et arrêtés au centre du détecteur EUROBALL III, se désexcitent en émettant, entre autres, des rayonnements γ . À ces rayonnements s'ajoutent également d'autres rayonnements, dits fortuits, qui gênent la mesure. Une sélectivité des bons événements est réalisée en conditionnant le déclenchement de l'acquisition par le nombre de rayonnements mesurés (sur la multiplicité détectée brute). Une multiplicité détectée importante est le gage d'un événement de haute multiplicité (multiplicité émise) et permet d'éliminer les événements fortuits qui sont généralement de faible multiplicité. Pour cette expérience, seuls les événements de multiplicité détectée brute (avant suppression Compton) supérieure ou égale à 6 étaient traités par l'acquisition.

5.4.3 Statistique

Pour cette expérience, EUROBALL III a fonctionné avec :

- 26 détecteurs "Tapered" sur 30,
- 15 détecteurs "Clover" complets + 11 incomplets sur 26,
- 15 détecteurs "Cluster" complets sur 15.

En 60 heures d'acquisition, 82,1 Gbytes de données ont été stockées sur bande magnétique de type DLT.

Le tableau 5.2 donne le nombre d'événements recueillis en fonction de la multiplicité détectée. Plus de $1,9.10^9$ événements de multiplicité détectée supérieure ou égale à 3 ont été exploités pour l'analyse des données.

5.5 Résumé du chapitre

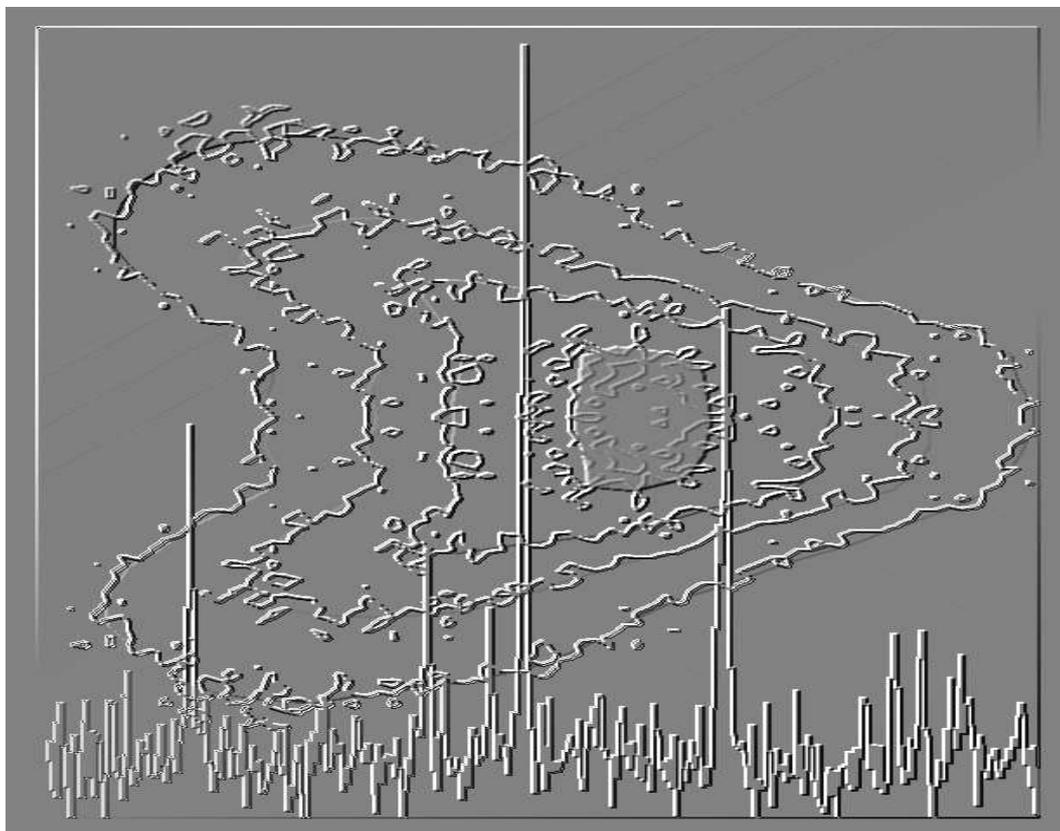
Trois expériences ont été réalisées avec les dispositifs SAPHIR III et EUROBALL III afin d'étudier la réaction de fission induite $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ et la structure nucléaire des fragments de fission.

Les résultats obtenus sont présentés et discutés dans la troisième partie de ce mémoire.

Troisième partie
Résultats et discussions

Chapitre 6

Résultats expérimentaux



Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre proviennent de l'analyse des différentes expériences réalisées avec les dispositifs EUROBALL et SAPHIR (voir chapitre 5).

Dans ce chapitre sont présentées les caractéristiques de la réaction de fission utilisée. La spectroscopie γ ainsi que les mesures des énergies cinétiques des fragments de fission apportent des informations sur la façon dont ceux-ci ont été produits (distributions en masse et en énergie, conservation du nombre de nucléons, ...). Ces informations permettent, d'une façon générale, l'étude de la dynamique de fission, et sont également exploitées pour l'étude de la structure des fragments.

Les résultats obtenus avec le détecteur SAPHIR sont issus de l'expérience "SAPHIR seul" réalisée auprès du tandem de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Lors de l'expérience "EUROBALL+SAPHIR" (expérience "cible mince"), les hauteurs d'impulsion mesurées dans les cellules photovoltaïques n'ont pas été correctement codées, rendant difficile l'exploitation des données recueillies par le détecteur SAPHIR. Le détecteur SAPHIR a ainsi, pour cette expérience, été réduit au rôle de "déclencheur d'événement" et aucune étude sur la corrélation entre l'énergie des fragments de fission et leur rayonnement γ n'a pu être menée.

L'étude des états excités des fragments de fission est réalisée à partir des données recueillies lors des expériences "EUROBALL+SAPHIR" (expérience "cible mince") et "EUROBALL seul" (expérience "cible épaisse").

6.1 La région de masse peuplée

La région de masse peuplée dans la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ à 90 MeV est représentée sur la figure 6.1. Les bords de la région passent par les noyaux ayant au moins trois transitions identifiées.

Les dimensions de cette région sont remarquables :

- Plus de 300 noyaux, produits sur 34 séries isotopiques ($Z \in [32; 66]$, $N \in [46; 98]$ et $A \in [80; 164]$).
- De grandes séries isotopiques (jusqu'à 11 u.m.a.) ; par exemple, du ^{112}Cd au ^{123}Cd .
- De grandes séries isotoniques (jusqu'à 7 u.m.a.) ; par exemple, du ^{118}Pd au ^{124}Te .
- Une distribution en masse centrée sur les masses 118 à 122 u.m.a.
- Un rapport N/Z moyen de 1,45.

La figure 6.2 montre des spectres en énergie doublement conditionnés pour quelques noyaux situés sur les bords de la région de masse.

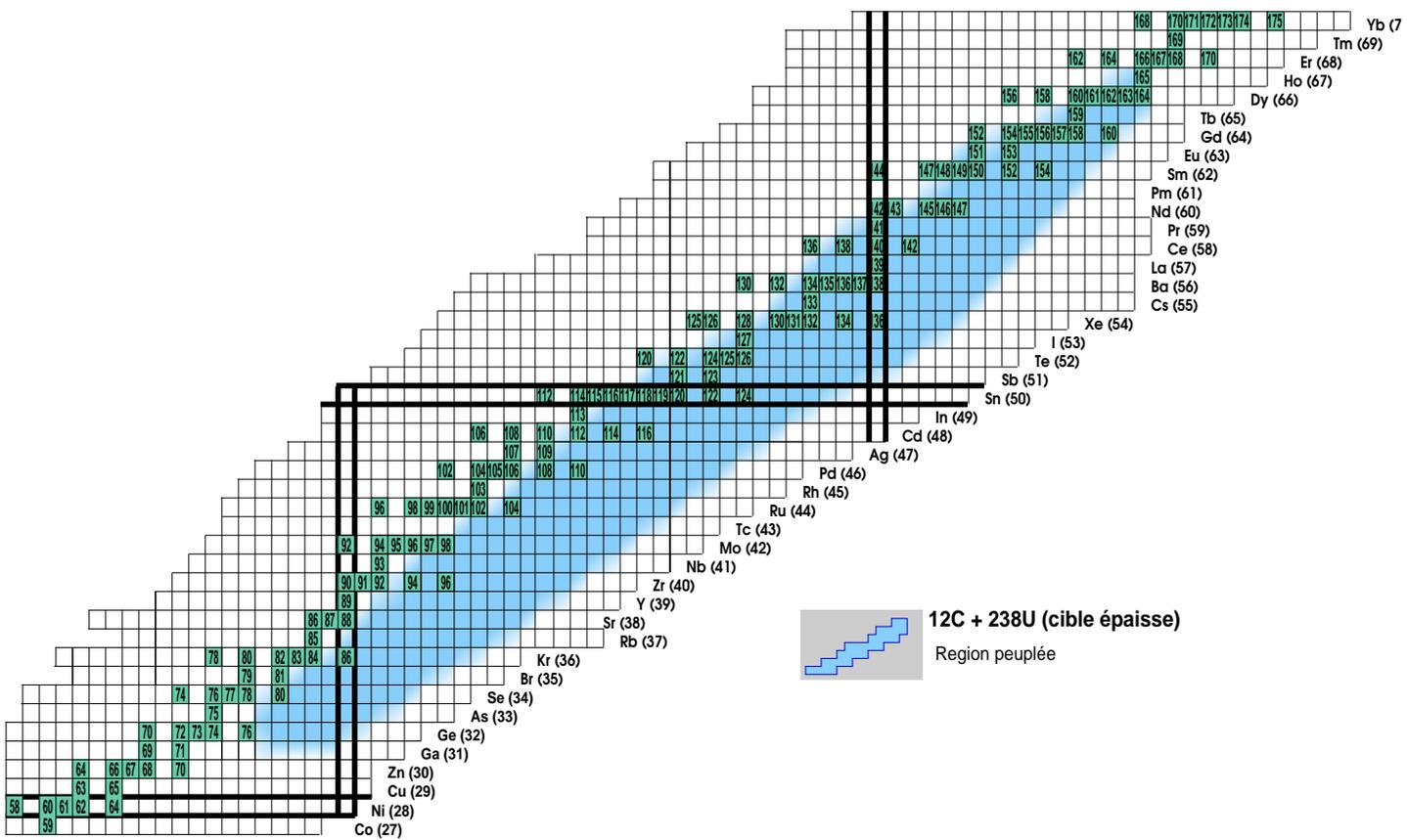


Fig. 6.1 – Extrait du tableau des éléments. La zone grisée correspond aux noyaux identifiés par spectroscopie γ dans la réaction $^{12}\text{C}(90 \text{ MeV}) + ^{238}\text{U}$.

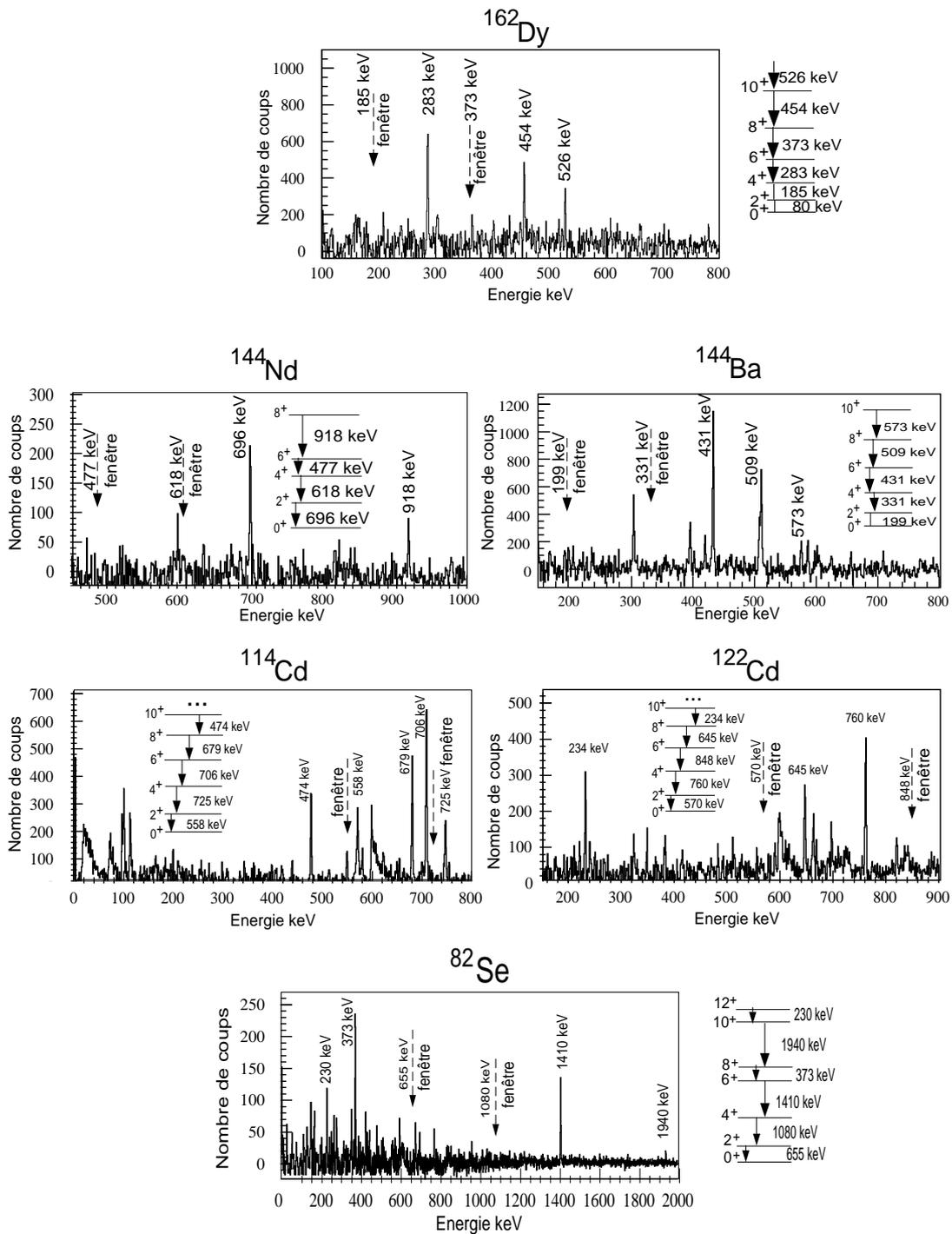


FIG. 6.2 – Spectres avec fond soustrait, doublement conditionnés en énergie pour des noyaux situés sur les bords de la région de masse peuplée par la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$; spectres obtenus avec les données de l’expérience “cible épaisse”.

6.2 La complémentarité des fragments de fission

6.2.1 Conservation des nombres de protons et de neutrons

Le processus de fission conduit généralement à la production de deux fragments de fission. Aussi, pour un événement de fission, les rayonnements γ détectés en coïncidence sont émis par chacun des deux fragments.

L'étude de ces rayonnements permet d'identifier le couple de fragments de fission produit. La conservation du nombre de protons et de neutrons entre les voies d'entrée et de sortie de la réaction permet de déterminer le nombre et la nature des particules légères évaporées lors des phases de désexcitation des participants à la réaction.

Les masses et les charges des deux fragments sont reliées comme suit :



avec

$$\begin{aligned} 250 &= A_2 + A_1 + (\nu_{pre} + \nu_1 + \nu_2) + (\pi_{pre} + \pi_1 + \pi_2) \\ 98 &= Z_2 + Z_1 + (\pi_{pre} + \pi_1 + \pi_2) \end{aligned}$$

où ν_{pre} , ν_1 , ν_2 sont les nombres de neutrons émis avant la fission (neutrons de pré-fission) et par les deux fragments (neutrons de post-fission) respectivement ; de la même manière π_{pre} , π_1 , π_2 sont les nombres de protons émis. Ces particules évaporées peuvent l'être sous la forme de particules individuelles ou de particules alpha.

Il y a donc 6 grandeurs variables ; pour un fragment de fission produit, de masse A_1 et de charge Z_1 données, le fragment complémentaire a une masse et une charge qui dépendent de ces 6 nombres.

La spectroscopie γ des fragments de fission va permettre d'estimer le nombre de protons et de neutrons émis. La figure 6.3 illustre la méthode employée.

Le premier spectre en énergie est conditionné par deux énergies de transition appartenant au noyau ${}^{128}\text{Te}$ ($Z = 52$). La plupart des raies visibles sur le spectre sont émises par ce même noyau et appartiennent au schéma de niveaux de ce dernier. Cependant, certains pics doivent être assignés à d'autres noyaux. Ces derniers sont les fragments complémentaires au noyau ${}^{128}\text{Te}$, ils sont nommés les "compagnons" :

Sur la figure sont labellés certains pics appartenant aux "compagnons" du ${}^{128}\text{Te}$:

- Les raies d'énergie 332 keV, 349 keV et 374 keV correspondent aux premiers états excités (transition $2^+ \rightarrow 0^+$) des isotopes de palladium ($Z = 46$) : ${}^{114}\text{Pd}$, ${}^{112}\text{Pd}$ et ${}^{110}\text{Pd}$, respectivement. La transition appartenant au noyau ${}^{112}\text{Pd}$ est la plus intense.
- D'autres raies de faible intensité sont assignées aux isotopes de ruthénium ($Z = 44$) : les noyaux ${}^{108}\text{Ru}$ et ${}^{110}\text{Ru}$ possèdent tous les deux un premier état excité (2^+) à 241 keV.

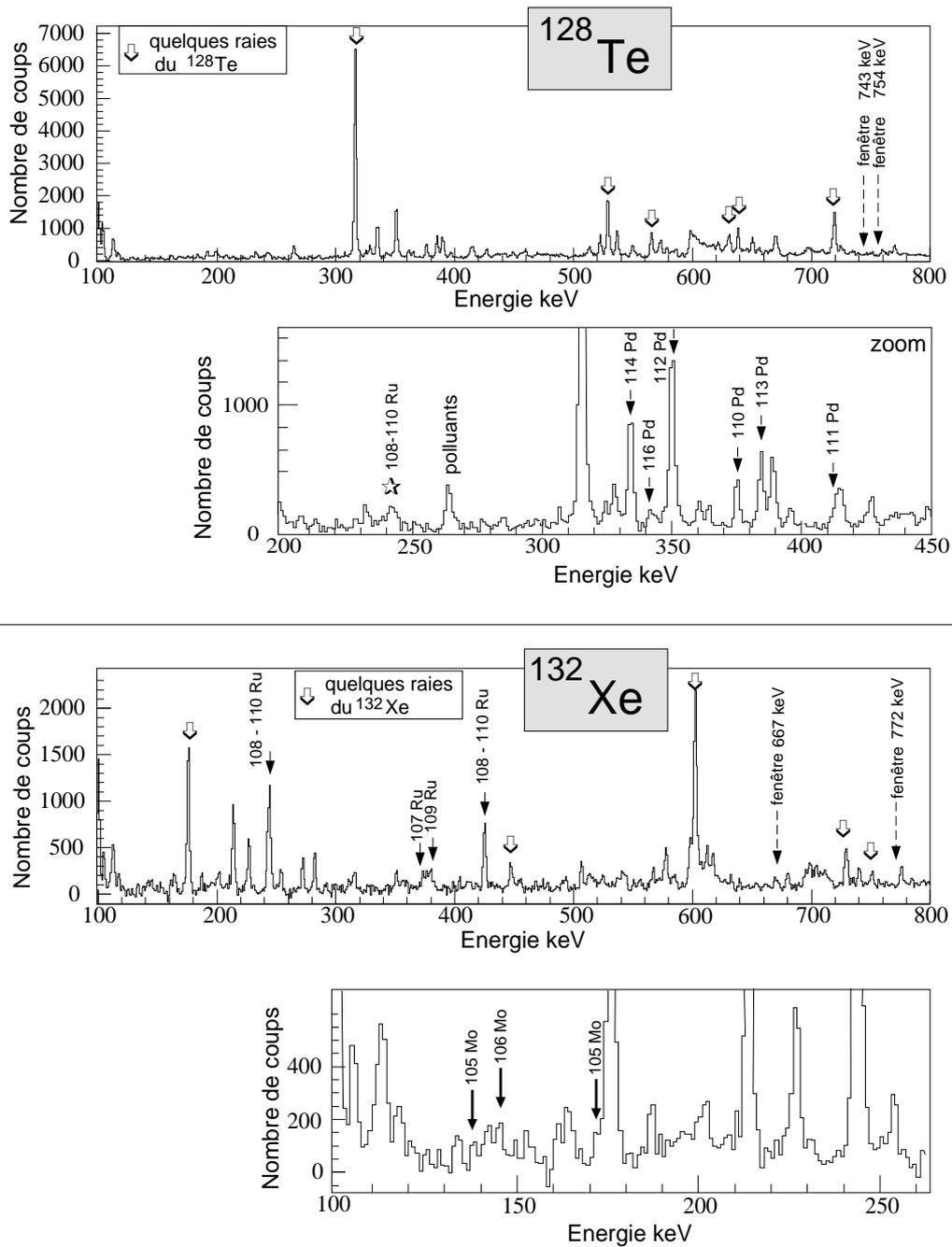


FIG. 6.3 – Spectres en énergie conditionnés par les deux premières transitions des noyaux de ^{128}Te (en haut) et de ^{132}Xe (en bas). La plupart des raies observées appartiennent respectivement aux isotopes de tellure et xénon. D’autres raies sont, par contre, assignées aux “compagnons” : Pd et Ru pour le ^{128}Te ; Ru et Mo pour le ^{132}Xe . (Spectres obtenus avec les données de l’expérience “cible épaisse”).

D'après ce spectre, il est clair que les isotopes de palladium sont les "compagnons" privilégiés du noyau ^{128}Te , et plus généralement de tous les isotopes de tellure.

Notons enfin qu'aucune raie appartenant à un isotope de rhodium ($Z = 45$) n'est observée en coïncidence avec des isotopes de tellure.

L'étude des rayonnements γ mesurés en coïncidence avec des isotopes de xénon ($Z = 54$) conduit aux mêmes observations (deuxième partie de la figure 6.3) : le noyau ^{132}Xe est principalement produit avec des isotopes de ruthénium ($Z = 44$), faiblement avec des isotopes de molybdène ($Z = 42$) et aucune raie appartenant aux isotopes de technetium ($Z = 43$) n'est observée.

Ces observations vérifient donc que pour la majorité des événements de fission, le nombre de protons est conservé au sein des fragments de fission et que seuls des neutrons sont évaporés. Les fragments de fission ont, dans ce cas, nécessairement été produits à la suite d'une réaction de fusion-fission du système $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$.

C'est un point important, qui nous servira pour l'identification du noyau émetteur.

Des études similaires réalisées sur d'autres noyaux (barium, cérium, etc ...) permettent d'estimer le nombre total de neutrons évaporés, lorsqu'il y a conservation du nombre de protons. Ce nombre est en moyenne de 10 pour une fission symétrique (déterminé pour les couples de fragments de fission [Sn ; Cd], [Te ; Pd], [Xe ; Ru]) et de 8 pour une fission asymétrique (couples [Ba ; Mo] [Ce ; Zr] ...).

Cette différence dans le nombre de neutrons émis n'est pas surprenante ; en effet, l'énergie d'excitation totale des fragments est variable suivant le type de fission (symétrique ou asymétrique). Ce point est présenté dans la section 6.4.

6.2.2 Emission de particules α

Si le spectre conditionné par un isotope de tellure ($Z = 52$) montre des raies appartenant aux isotopes de ruthénium ($Z = 44$), aucune raie appartenant à un isotope de rhodium ($Z = 45$) n'est, par contre, observée. Ceci laisse supposer que l'émission d'une particule alpha est plus probable que l'évaporation d'un proton. L'émission de cette particule alpha peut se produire à différents moments de la réaction :

a. Lors de la phase de pré-équilibre du processus de fusion.

La sous-structure en trois clusters alpha du noyau de ^{12}C peut favoriser l'émission d'une particule alpha [Ant83].

b. Lors de la désexcitation du noyau composé, avant fission.

Pour des hauts moments angulaires la barrière centrifuge favorise l'évaporation d'une particule alpha plutôt que celle d'un proton, et l'énergie d'excitation du noyau composé peut être suffisante pour permettre l'émission d'une particule alpha. Par exemple, dans le cas d'une réaction de fusion-fission, le noyau de ^{250}Cf est produit avec une énergie

d'excitation d'environ 62 MeV, qui est largement supérieure à l'énergie de liaison d'un alpha (de l'ordre de 28 MeV).

c. Lors de la désexcitation des fragments de fission.

Cette dernière possibilité est peu probable, l'émission de neutrons est un processus plus rapide que l'émission d'une particule alpha. Les noyaux riches en neutrons perdent ainsi rapidement la majorité de leur énergie d'excitation par l'évaporation de neutrons.

L'évaporation d'une particule alpha reste un événement négligeable dans la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$. On a estimé à moins de 1% le rapport des probabilités "émission d'un alpha et de neutrons" sur "émission de neutrons uniquement".

Pour des paires de fragments plus asymétriques en masse (par exemple les isotopes de néodyme $Z = 60$ et de strontium $Z = 38$), les raies des "compagnons" ont des intensités plus faibles. Cette atténuation des raies γ des "compagnons", dans les spectres conditionnés, est probablement due à la coexistence de plusieurs modes de fission (réactions de transfert, fusion-fission).

Au premier abord, les raies des "compagnons" semblent être une pollution ; elles perturbent l'observation des raies du noyau que l'on souhaite étudier. La section 7.1 montre, au contraire, comment tirer profit de la fratrie des fragments de fission pour construire des nouveaux schémas de niveaux et identifier le noyau émetteur.

6.3 Recherche d'états de longue période

6.3.1 Construction de schémas de niveaux partiels retardés

Les contraintes expérimentales (résolution en temps du dispositif et effet Doppler sur les rayonnements émis en vol) limitent la mesure des durées de vie des états excités à un intervalle en temps compris entre quelques dizaines de nanosecondes et quelques microsecondes.

L'étude des coïncidences entre les rayonnements γ retardés est réalisée à partir de matrices $\gamma - \gamma$ conditionnées par l'information temporelle associée à la détection des photons dans un événement. Un schéma de niveau dit "retardé" est alors construit pour un noyau possédant un état isomérique qui se désexcite par l'émission d'au moins deux γ .

Le pouvoir sélectif de la méthode est illustrée sur la figure 6.4 :

- Le spectre du haut n'est pas conditionné, il contient tous les rayonnements γ détectés lorsqu'un événement de fission est signé par le détecteur SAPHIR, ainsi que les rayonnements fortuits (bruit de fond).

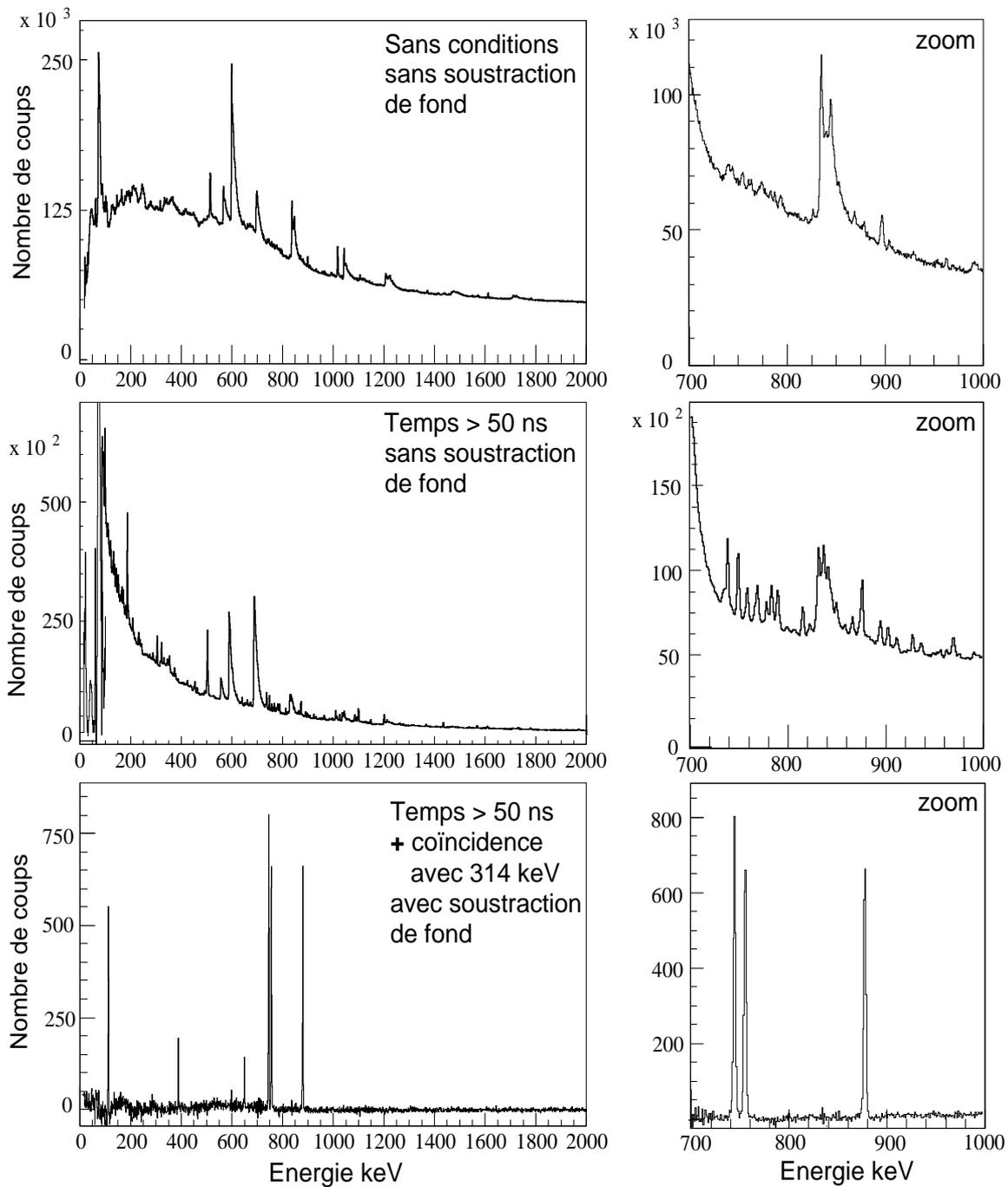


FIG. 6.4 – Spectres en énergie obtenus sans conditionner les spectres (en haut), en conditionnant par le temps (milieu; 50 ns après la détection d'un événement de fission) et par une énergie de transition (bas). Des "zooms" sur 300 keV permettent d'apprécier l'amélioration du rapport "Pic-sur-Total".

- Le spectre du milieu est conditionné par le temps, il ne contient que les rayonnements détectés entre 50 ns et environ 1 μ s après la fission. Ainsi, les rayonnements émis avant que le fragment ne soit arrêté dans les cellules photovoltaïques et pour lesquels la mesure de l'énergie a subi un décalage dû à l'effet Doppler, sont exclus. La sélectivité par le temps a un effet remarquable, par exemple sur le pic d'énergie 693 keV. Celui-ci est issu de la désexcitation d'un état de période 444 ns peuplé via la réaction $^{72}\text{Ge}(n, n'\gamma)$. Le rapport "Pic-sur-Total" de ce pic est nettement amélioré.
- Enfin, le spectre du bas est conditionné par le temps et par le rayonnement d'énergie 314 keV; les pics observés correspondent à des rayonnements émis en coïncidence. La sélectivité est remarquable; les raies visibles sur ce dernier spectre sont issues de la désexcitation d'un état isomérique du ^{128}Te .

Les "zooms" présentés sur cette même figure permettent d'apprécier le gain réalisé sur le rapport "Pic-sur-Total" des raies 743, 754 et 878 keV du noyau ^{128}Te .

6.3.2 Identification du noyau

Les dispositifs expérimentaux utilisés lors de nos expériences ne donnent pas une mesure de la masse des noyaux produits. Deux méthodes ont été utilisées pour tenter d'identifier le noyau émetteur à partir des rayonnements γ issus de la désexcitation d'un état isomérique :

1) La première consiste à rechercher si certaines transitions du schéma de niveaux retardés ne sont pas déjà connues et tabulées. Il existe des bases de données disponibles sur internet et fréquemment réactualisées. Celles-ci sont rapides et faciles à utiliser; on obtient en quelques secondes la liste des noyaux qui possèdent la transition observée ¹.

A titre d'exemple, la figure 6.6 montre le schéma de niveaux partiel du noyau ^{134}Xe . Les trois premières transitions connues auparavant ont permis d'observer en coïncidence une quatrième transition et un état isomérique.

Autre exemple, la figure 6.5 montre un spectre en énergie et le schéma de niveaux retardés du ^{88}Rb . Les transitions d'énergies 27 (non-observé mais déduit) et 241 keV, déjà connues dans ce noyau, ont permis d'assigner au ^{88}Rb le schéma de niveaux retardé possédant ces deux transitions.

2) La seconde méthode utilise les données de l'expérience "cible épaisse". Les états retardés peuplés lors de l'expérience "cible mince" sont également peuplés dans l'expérience "cible épaisse". Et puisque dans cette dernière expérience, l'effet Doppler n'affecte pas les rayonnements γ prompts ou retardés, il est possible d'observer en coïncidence avec des transitions retardées les raies appartenant aux isotopes "compagnons" (voir section 6.2). Cette information permet d'assigner les transitions retardées à une série isotopique, réduisant ainsi le champ de recherche pour la première méthode.

¹Site web de NNDC (Nuclear National Data Center) : <http://www.nndc.bnl.gov>
ou encore, Isotope Explorer (logiciel avec liaison internet) <http://ie.lbl.gov/isoexpl/isoexpl.htm>.

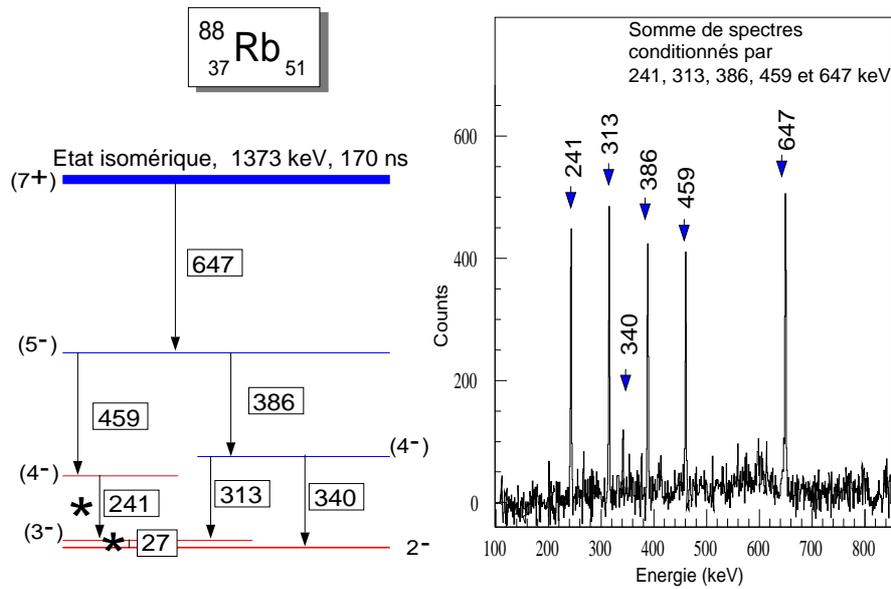


FIG. 6.5 – Spectre en énergie retardé obtenu avec l’expérience “cible mince” ; le schéma de niveaux construit à partir des raies observées en coïncidence appartient au ^{88}Rb . Auparavant, seulement deux transitions dans le schéma de niveaux retardé étaient connues (labellées par le symbole *). (expérience “cible mince”).

La figure 6.6 illustre ceci : les transitions retardées 847, 884, 405 et 861 keV observées dans l’expérience “cible mince” sont émises en coïncidence avec des transitions appartenant aux isotopes de ruthénium (pics observés dans l’expérience “cible épaisse”). Comme dans la majorité des événements de fission le nombre de protons est conservé (section 6.2), les transitions retardées sont assignées à la série isotopique des xénon. Il se trouve que trois des quatre transitions retardées ont déjà été observées dans le noyau ^{134}Xe . Le schéma de niveaux contenant la nouvelle transition d’énergie 861 keV est ainsi assigné à ce noyau.

Notons que certaines raies visibles sur le spectre du bas (“cible épaisse”) sont également susceptibles d’appartenir au noyau ^{134}Xe ; c’est-à-dire issues de la désexcitation d’états qui alimentent l’état isomérique (voir section 6.3.3).

Cette méthode est cependant dépendante de la période de l’état isomérique et de sa position dans le repère (Energie d’excitation, moment angulaire) qui risquent de limiter l’intensité des raies.

Malgré ces techniques d’identification, certains schémas de niveaux retardés n’ont pu être assignés aux noyaux émetteurs. Sur 50 schémas de niveaux construits à partir des données recueillies lors de l’expérience “cible mince”, 36 ont été identifiés et parmi ceux-ci 7 ont été observés pour la première fois (voir figure 6.7). Les 14 autres schémas sont en cours d’identification.

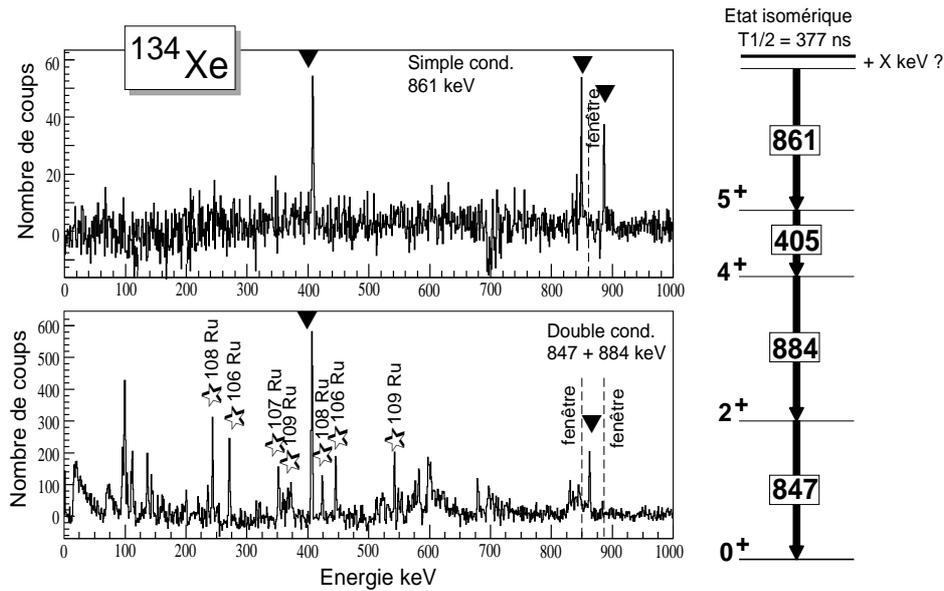


FIG. 6.6 – Spectres en énergie conditionnés par des transitions du noyau ^{134}Xe ; (en haut) Construction d'un schéma de niveaux à partir des coïncidences entre transitions retardées (expérience "cible mince"); (en bas) Observation des raies appartenant aux isotopes "compagnons" (expérience "cible épaisse").

6.3.3 Complémentarité des expériences "cible mince"/"cible épaisse"

Les deux expériences "cible mince" et "cible épaisse" sont utilisées conjointement afin de construire des schémas de niveaux partiels incluant des transitions retardées et des transitions alimentant les états isomériques.

L'expérience "cible mince" permet l'élaboration de schémas de niveaux à partir de transitions émises entre une dizaine de nanosecondes et quelques microsecondes après la fission. Pour des valeurs de périodes inférieures, les rayonnements ont toutes les chances d'être émis alors que le noyau est "en vol" et subissent alors un décalage en énergie dû à l'effet Doppler. Une correction de ce décalage n'a pu être effectuée, et donc, seule l'expérience "cible épaisse" offre la possibilité d'observer les états d'énergie supérieure aux états isomériques.

La figure 6.8 illustre la complémentarité des deux expériences. Le spectre du haut, issu de l'expérience "cible mince", est conditionné par l'énergie 787 keV et un schéma de niveaux est construit avec les transitions retardées observées. Le spectre du bas est, quant à lui, conditionné par deux des transitions qui dépeuplent l'état isomérique (les transitions 362 et 787 keV). L'étude des coïncidences entre les raies observées permet de construire les états qui alimentent l'état placé à l'énergie 3356 keV. On obtient ainsi un schéma de niveaux partiel du ^{136}Ba qui contient une partie alimentation et une partie désexcitation de l'état isomérique.

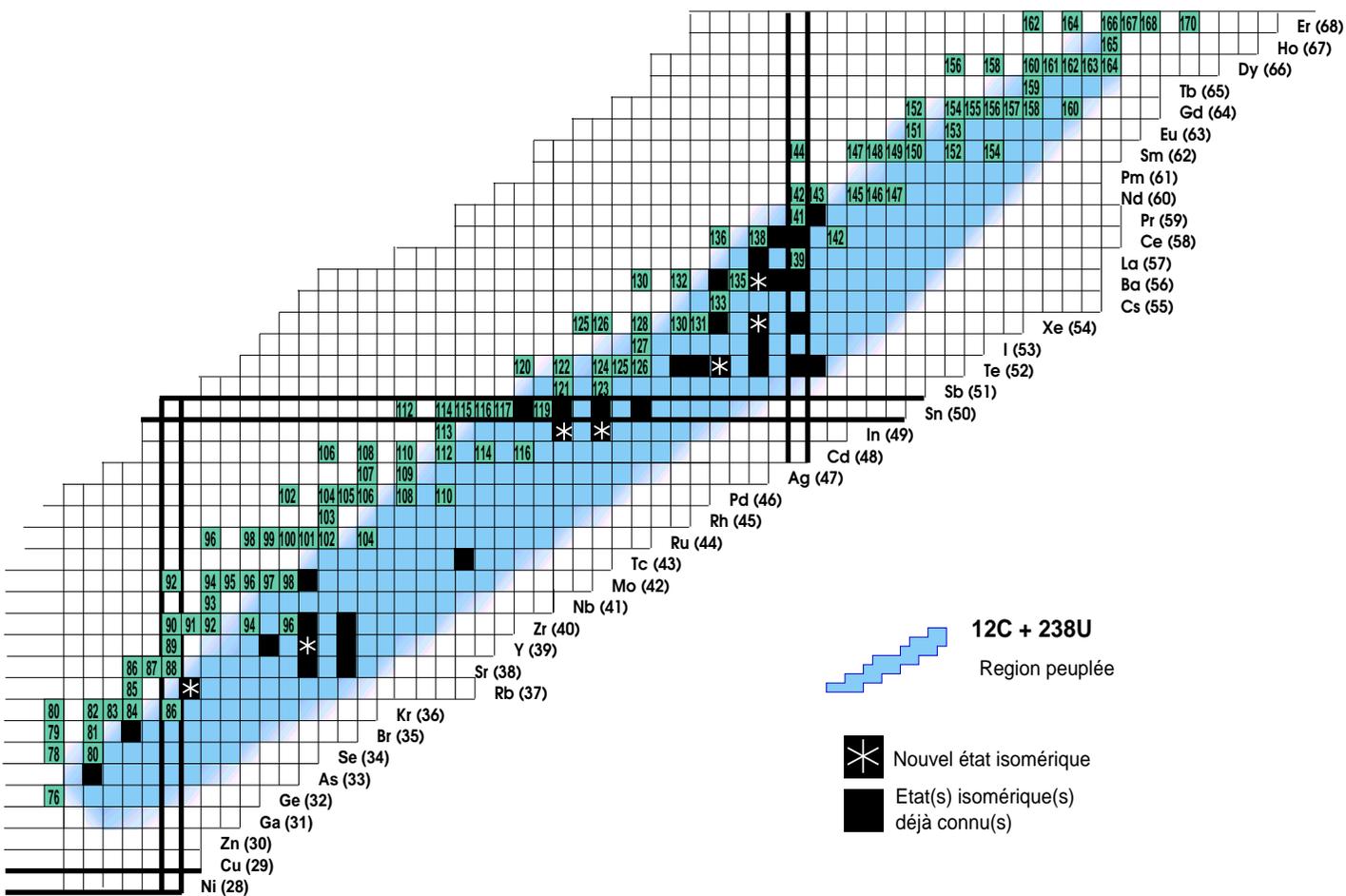


Fig. 6.7 – Partie du tableau des éléments montrant la région de masse peuplée par la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ et les noyaux possédant un état isomérique identifié avec les données de l'expérience "cible mince". Les symboles "*" représentent les nouveaux états isomériques.

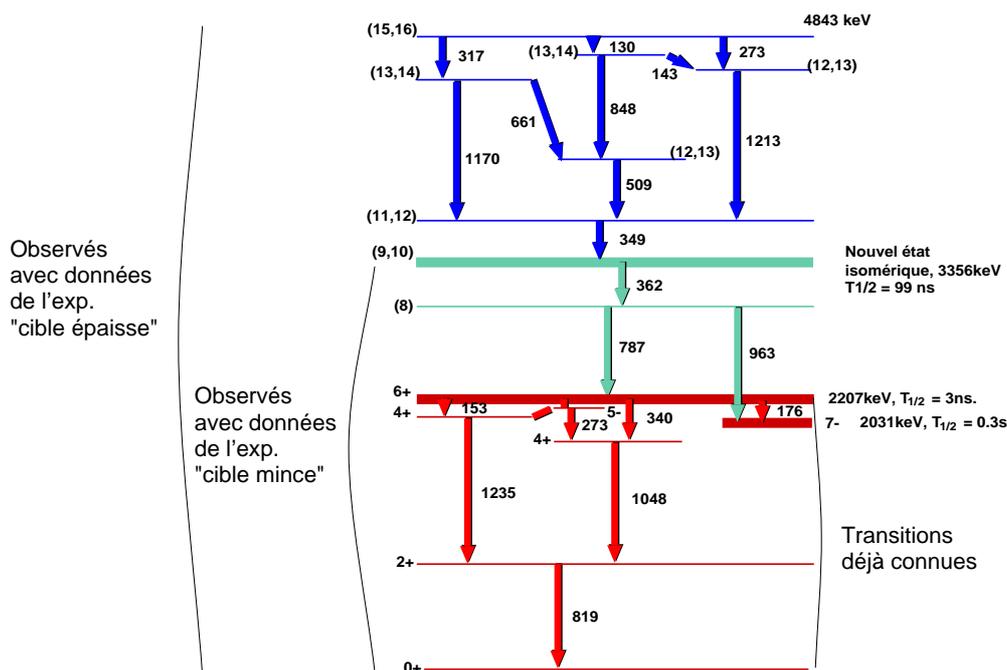
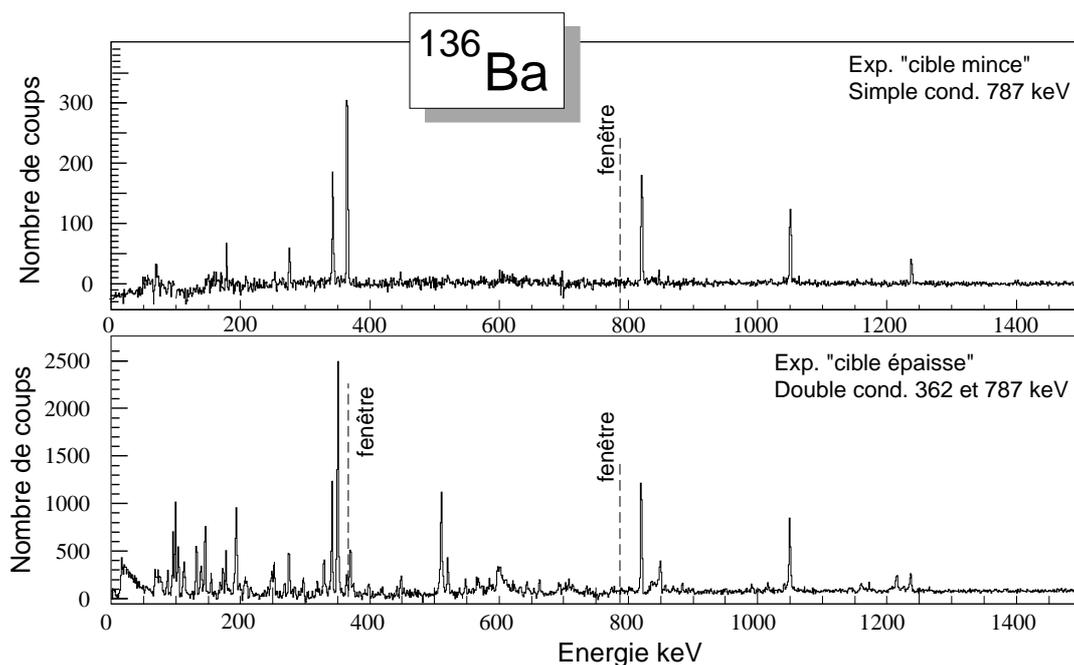


FIG. 6.8 – Spectres en énergie conditionnés par des transitions du ^{136}Ba . a) spectre simplement conditionné par la transition 787 keV (exp. "cible mince"); b) spectre doublement conditionné par les transitions 787 et 362 keV. Le schéma de niveaux partiel du ^{136}Ba est également représenté.

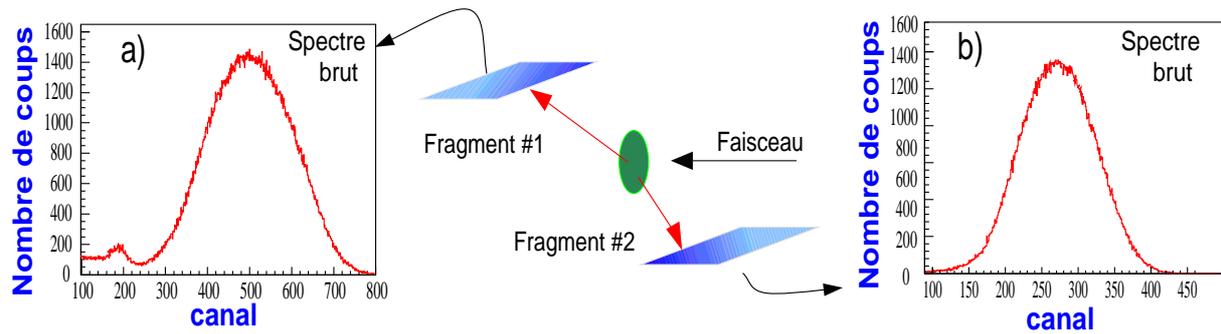


FIG. 6.9 – Hauteurs d’impulsion mesurées en coïncidence pour 2 des 32 cellules du dispositif SAPHIR. Les deux cellules sont opposées vis-à-vis de la cible. Un pic observé dans la cellule située à l’avant (aux environs du canal 200) correspond à la détection des résidus de faisceau ayant diffusés (la cellule placée à l’arrière ne présente pas un tel pic).

6.3.4 Mesures des périodes des états isomériques

Les périodes des états isomériques observés dans la région de masse peuplée par la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ ont été mesurées par la méthode présentée dans la section 3.3.6. Celle-ci a été validée en comparant, pour les états isomériques déjà connus, nos mesures à celles disponibles dans la littérature.

Le tableau 6.1 donne une liste des 36 états isomériques observés et identifiés avec l’expérience “cible mince”. Les valeurs des périodes mesurées sont en assez bon accord avec celles tabulées.

La méthode utilisée est ainsi validée, bien que certaines erreurs proposées soient assez importantes, et les valeurs obtenues pour les nouveaux états isomériques peuvent être considérées comme fiables.

6.4 Energie des fragments de fission

Afin de tester le dispositif SAPHIR avant son utilisation auprès de EUROBALL, une expérience a été réalisée auprès du tandem de l’Institut de Physique Nucléaire d’Orsay. Les résultats obtenus sont présentés dans cette section.

Le dispositif SAPHIR a été testé dans des conditions expérimentales similaires à celles prévues pour son association avec EUROBALL. Nous avons utilisé un faisceau de ^{12}C à 90 MeV sur une cible mince d’ ^{238}U ($140 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). L’électronique utilisée était de nature N.I.M. et C.A.M.A.C..

noyaux	états J^π	énergies keV	périodes connues	nouvelles périodes	Référence
^{79}As	$9/2^+$	829	870 ± 60 ns	$1, 2 \pm 0, 4$ μs	[Hos98]
^{83}Br	$(19/2^-, 21/2^-)$	3068	600 ± 200 ns	560 ± 100 ns	[Win89]
^{88}Rb	(7^+)	1373	non connu	170 ± 25 ns	ce travail
^{95}Sr	$(3/2; 5/2; 7/2^+)$	556	$21, 7 \pm 0, 5$ ns	54 ± 30 ns	[Fir96]
^{97}Sr	$(7/2)^+$	308	170 ± 10 ns	179 ± 35 ns	[Fir96]
^{94}Y	5^+	1204	785 ns	854 ± 200 ns	[Gen99]
^{96}Y	non connu	3932	non connu	165 ± 42 ns	ce travail
^{98}Y	(2^+)	171	602 ± 80 ns	220 ± 100 ns •	[Fir96]
^{97}Zr	$7/2^+$	1264	103 ± 3 ns	99 ± 17 ns	[Fir96]
^{99}Zr	$7/2^+$	252	293 ± 10 ns	163 ± 65 ns •	[Fir96]
^{99}Mo	$11/2^-$	684	760 ± 60 ns	630 ± 100 ns	[Fir96]
^{108}Tc	non connu	330	> 10 ns	120 ± 40 ns	[Gau97]
^{119}In	non connu	2658	non connu	238 ± 25 ns	ce travail
^{121}In	non connu	2347	non connu	173 ± 34 ns	ce travail
^{118}Sn	7^-	2575	230 ± 10 ns	267 ± 150 ns	[Fir96]
^{120}Sn	7^-	2481	$11, 8 \pm 0, 5$ μs	trop faible	[Fir96]
^{122}Sn	7^-	2409	$7, 5 \pm 0, 9$ μs	trop faible	[Fir96]
^{124}Sn	5^-	2204	270 ± 60 ns	380 ± 50 ns	[Fir96]
^{128}Te	10^+	2790	370 ns	250 ± 40 ns •	[Zha98]
^{129}Te	$23/2^+$	2138	33 ns	41 ± 18 ns	[Zha98]
^{130}Te	non connu	4376	non connu	151 ± 34 ns	ce travail,
^{132}Te	6^+	1774	145 ± 8 ns	159 ± 33 ns	[Fir96]
^{134}Te	6^+	1691	165 ± 3 ns	182 ± 30 ns	[Fir96]
^{135}Te	$(19/2^-)$	1555	510 ± 20 ns	729 ± 400 ns	[Fir96]
^{133}I	$(15/2^-)$	1729	~ 170 ns	178 ± 60 ns	[Fir96]
^{132}Xe	(7^-)	2214	90 ± 6 ns	113 ± 27 ns	[Fir96]
^{134}Xe	non connu	2997	non connu	377 ± 63 ns	ce travail
^{136}Xe	6^+	1891	$2, 95 \pm 0, 10$ μs	344 ± 200 ns •	[Fir96]
^{134}Ba	(10^+)	2957	$2, 6$ μs	423 ± 100 ns •	[Fir96]
^{136}Ba	$(9, 10)$	3356	non connu	99 ± 23 ns	ce travail
^{137}Ba	$(7/2^-)$	2349	590 ± 100 ns	trop faible	[Fir96]
^{138}Ba	(6^+)	2090	800 ± 100 ns	657 ± 155 ns	[Fir96]
^{137}La	$(9/2^-)$	1869	364 ± 5 ns	366 ± 42 ns	[Fir96]
^{139}Ce	$19/2^-$	2631	70 ± 5 ns	100 ± 44 ns	[Fir96]
^{140}Ce	6^+	2107	7 ± 2 μs	trop faible	[Fir96]
^{142}Pr	(9^+)	911	61 ± 6 ns	41 ± 36 ns	[Fir96]

TAB. 6.1 – Mesures de 36 états isomériques observés lors de la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$. Le symbole • signale un désaccord entre nos mesures et celles disponibles dans la littérature.

6.4.1 Spectres bruts

La figure 6.9 montre des spectres en impulsions obtenus pour deux cellules situées l'une à l'avant du dispositif, l'autre à l'arrière, et symétriquement par rapport à la cible. Les distributions obtenues présentent une "bosse", ce qui signifie que la composante symétrique de la fission est plus importante que la composante asymétrique.

Les hauteurs d'impulsion sont nettement séparées du bruit de fond de la cellule. Les résidus de faisceau ayant diffusés aux angles avant sont visibles sur la figure 6.9.a.

6.4.2 Distributions en masse et en énergie

A partir des hauteurs d'impulsion mesurées par les cellules, le processus itératif, présenté dans le chapitre 4, permet d'estimer les masses et les énergies cinétiques du couple de fragments détectés en coïncidence.

Les 32 cellules sont calibrées à l'aide d'une source de ^{252}Cf afin de déterminer les coefficients de la "calibration de Schmitt". De plus, la masse du système fissionnant est fixée à $m_o = 247$ u.m.a. (soit 3 neutrons évaporés par le noyau composé de ^{250}Cf), et le nombre de neutrons évaporés par chaque fragment, à 3,5. Cette approximation sur le nombre de neutrons émis (environ 10 neutrons) repose sur les observations faites dans la section précédente et l'énergie d'excitation que possède le système fissionnant (environ 62 MeV après fusion).

La distribution en masse, avant l'évaporation de neutrons de post-fission, est présentée sur la figure 6.10. Elle est parfaitement symétrique car la somme des masses des deux fragments est fixée : $M_{frag1} + M_{frag2} = 247$ u.m.a.. La largeur à mi-hauteur est de 60 u.m.a. sur l'intervalle 92-152 u.m.a. qui contient environ 75% des événements.

Cette même méthode de calibration permet de calculer l'énergie cinétique totale des fragments (ECT , somme des énergies cinétiques des deux fragments). La figure 6.11.a représente les masses des fragments en fonction de leur ECT . L'estimation du Q_{max} de la réaction pour un couple de fragments produits (voir section 4.4) permet de tracer l'énergie d'excitation totale maximale des fragments (EXT_{max}) en fonction de leur masse (figure 6.11.b).

Ce dernier spectre bi-dimensionnel montre clairement le caractère bimodal de la réaction de fission induite $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$. Les projections sur l'axe des masses des fragments pour différentes tranches d'énergie EXT_{max} sont présentées sur la figure 6.12 :

- Pour les faible EXT_{max} (< 50 MeV), les distributions en masse forment deux régions distinctes : la fission est préférentiellement asymétrique. De plus, pour des EXT_{max} comprises entre 0 et 20 MeV, chacune des deux régions semble se séparer en deux sous-régions. Il est cependant difficile d'interpréter cette observation compte tenu des approximations et des hypothèses de départ pour le calcul des masses (en particulier sur le nombre de neutrons émis).

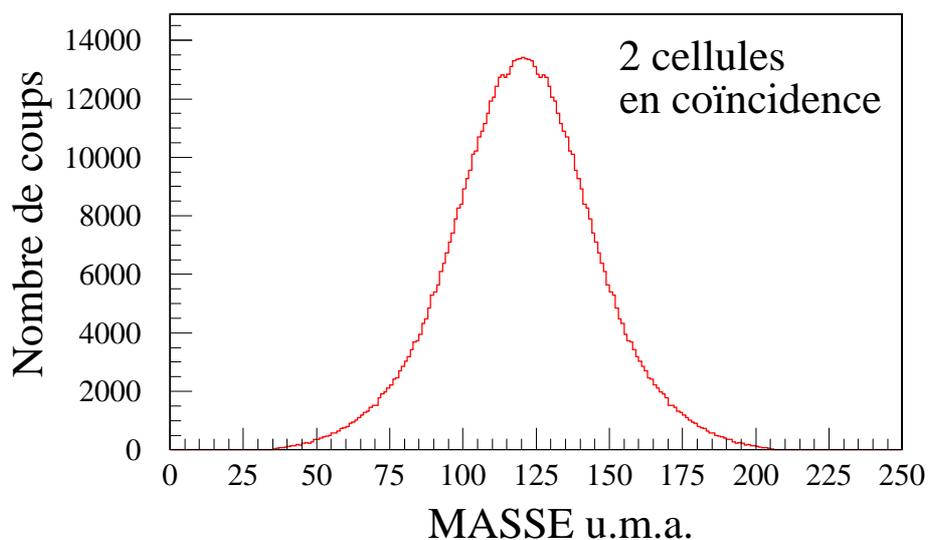


FIG. 6.10 – Distribution en masse obtenue avec deux cellules en coïncidence dans le dispositif SAPHIR. Un processus itératif permet d'estimer les masses des deux fragments détectés en coïncidence.

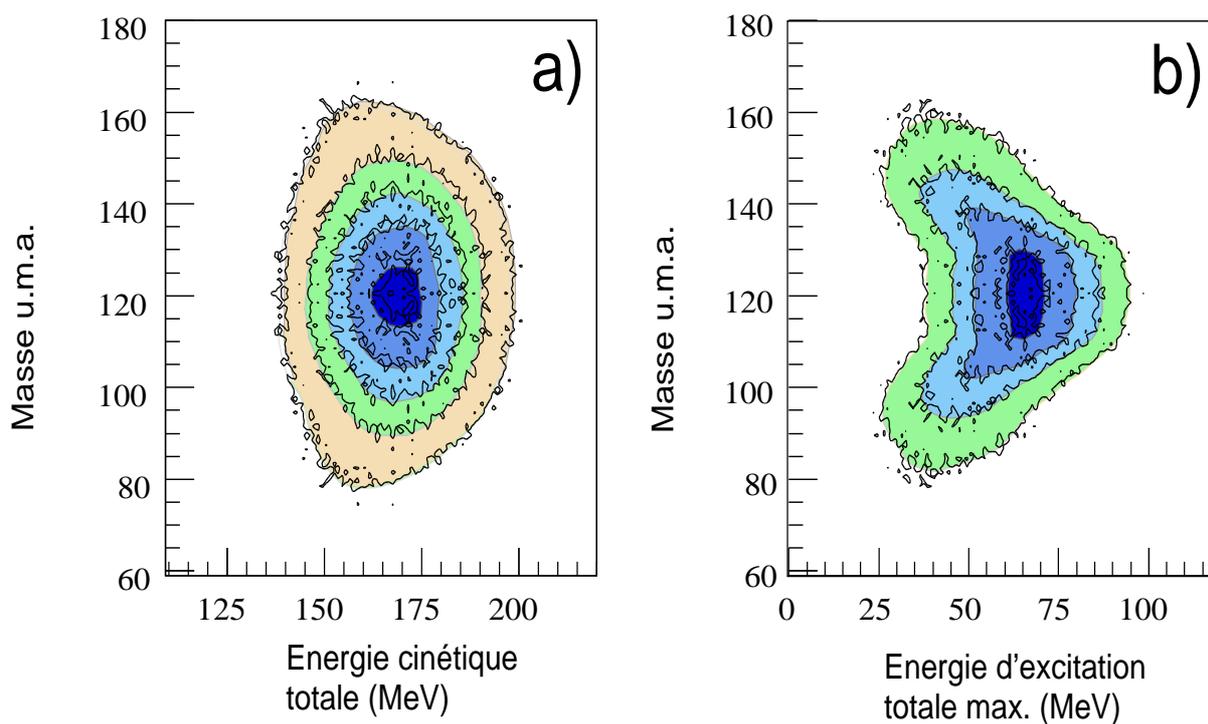


FIG. 6.11 – Spectres bi-dimensionnels donnant les masses des fragments en fonction a) de leur énergie cinétique totale, b) de leur énergie d'excitation totale maximale.

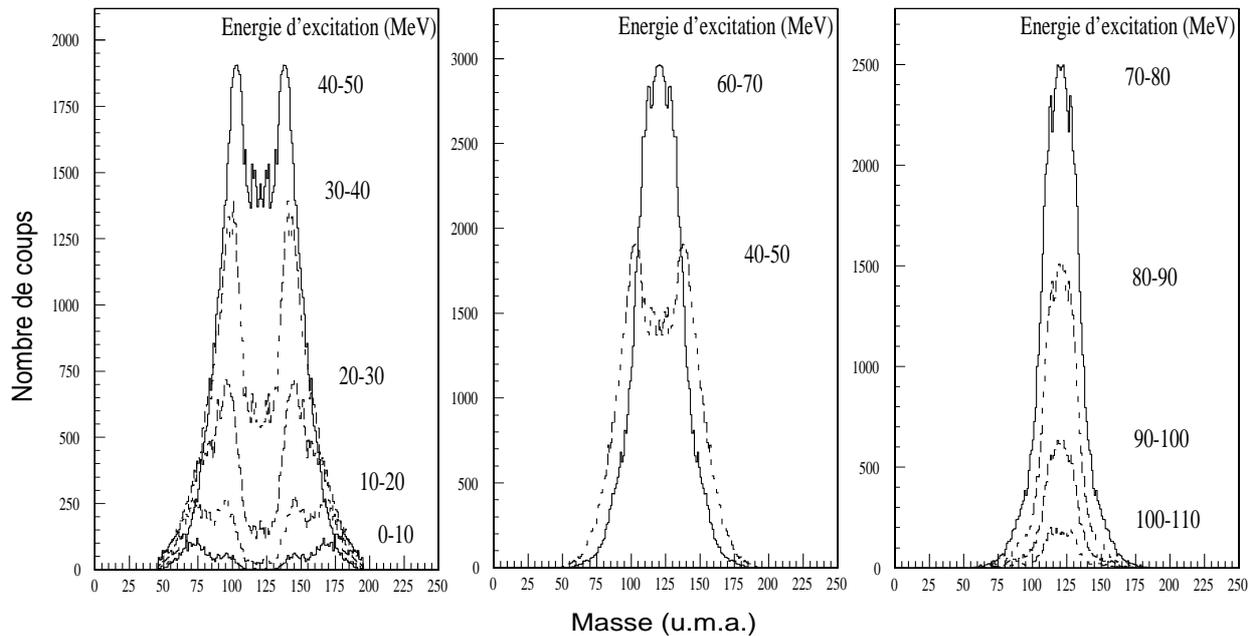


FIG. 6.12 – Projections sur l’axe des masses des fragments conditionnées par l’énergie d’excitation totale (réalisées à partir de la figure 6.11.b).

- Pour des valeurs importantes de l’ EXT_{max} (> 60 MeV), les distributions en masse sont de plus en plus étroites et la fission devient alors principalement symétrique.

Une grande valeur de l’ EXT_{max} est le gage d’une énergie d’excitation importante au sein du noyau fissionnant, puisque l’ ECT des fragments détectés n’est quasiment pas affectée par l’évaporation (isotrope) des neutrons. Les observations précédentes permettent donc d’affirmer que pour un système fissionnant “froid” ou faiblement excité, les effets de couches jouent un rôle important lors de la scission du noyau, conduisant à une fission asymétrique (comme dans le cas de la fission spontanée du ^{252}Cf). Tandis que pour un système fissionnant “chaud” ou excité, des mécanismes de thermalisation deviennent dominants, les effets de couches sont écartés : la fission est alors symétrique.

6.4.3 Corrélation angulaire

Le mode de fission prédominant dans la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ est celui appelé “fusion-fission” [Duh92]. Le projectile et la cible fusionnent pour donner un noyau composé excité qui possède une énergie cinétique et un moment angulaire en accord avec la cinématique de la réaction. La fission du noyau composé va ensuite donner deux fragments (voir figure 6.13.a).

D’autres modes de fission sont possibles. Le projectile n’interagit qu’en surface avec la cible, permettant l’échange de quelques nucléons ; ces réactions de transfert donnent, en voie

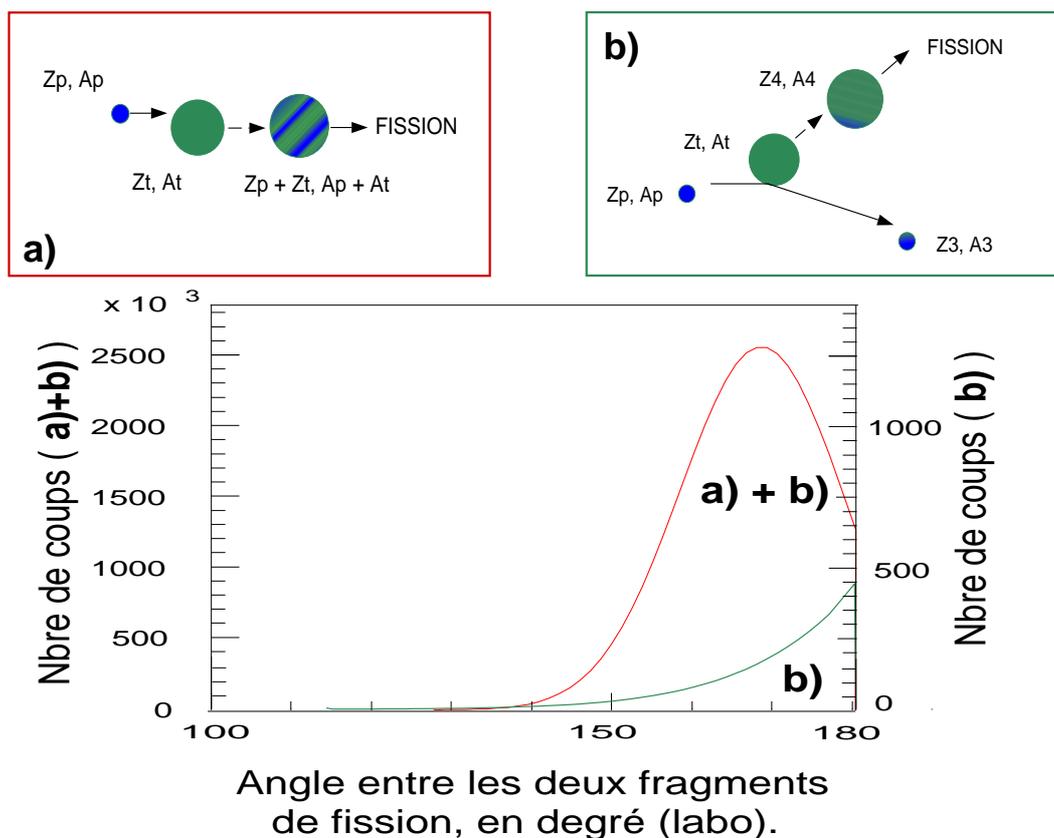


FIG. 6.13 – Corrélations angulaires entre les deux fragments de fission. Pour deux fragments détectés en coïncidence, la distribution est centrée sur $168^\circ \pm 10^\circ$; pour une triple coïncidence (un résidu de faisceau + deux fragments de fission) la distribution est centrée sur 180° .

de sortie de la réaction, un résidu de projectile et une quasi-cible avec une énergie cinétique plus faible que dans le cas de la fusion-fission.

La corrélation angulaire d'émission des fragments de fission varie selon le processus de fission, et par conséquent dépend de la cinématique de la réaction. La mesure de ces corrélations doit donc permettre d'identifier le mode de fission.

Les courbes de la figure 6.13 montrent les corrélations angulaires mesurées entre deux fragments de fission détectés en coïncidence. On distingue deux types d'événements :

- Les événements de multiplicité 2 : deux fragments de fission ont été détectés en coïncidence, la distribution est centrée sur 168° avec une largeur à mi-hauteur de 24° . Les événements de multiplicité 2 comprennent à la fois le mode fusion-fission et le mode fission par transfert sans la détection du résidu de faisceau.
- Les événements de multiplicité 3 : Les deux fragments de fission ainsi qu'un résidu du faisceau sont détectés en coïncidence, la distribution est alors centrée sur 180° .

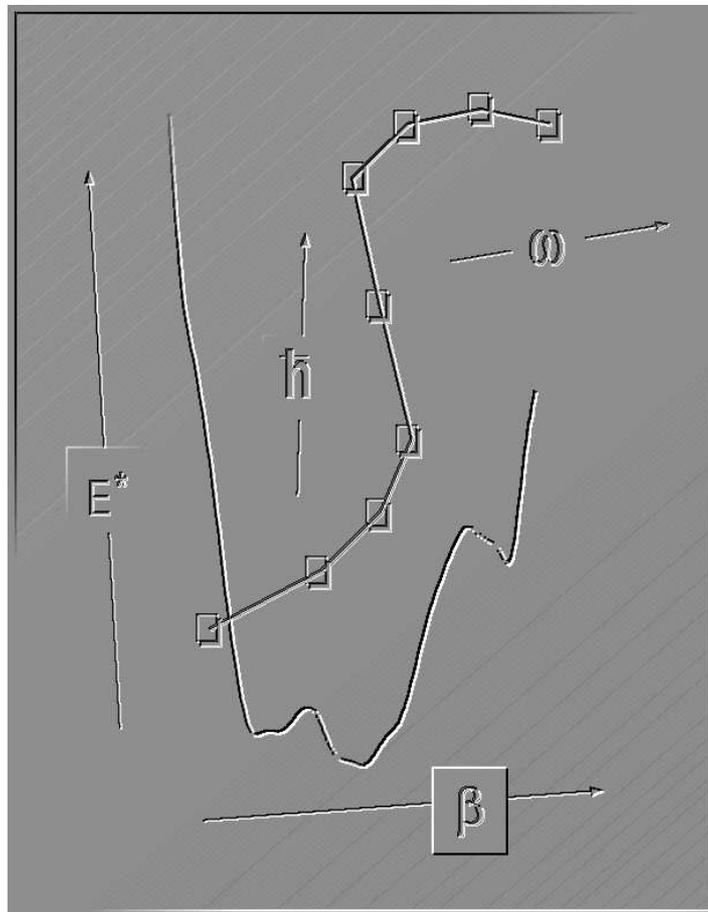
Le mode de fusion-fission n'est pas inclus dans les événements de multiplicité 3. La granularité du détecteur SAPHIR est donc suffisamment bonne pour sélectionner le mode de fission par transfert.

Cependant, elle ne permet pas de lever la dégénérescence entre les deux modes de fission pour les événements de multiplicité 2.

Les corrélations angulaires obtenues sont néanmoins caractéristiques des deux modes de fission et en accord avec les calculs classiques de cinématique [Mic64].

Chapitre 7

Etude des isotopes de palladium



La région de masse située en dessous de la couche fermée $Z = 50$ est susceptible d'abriter des noyaux ayant des grandes déformations et des comportements collectifs. Ce sont les orbitales intruses des configurations de grand moment angulaire $\pi(g_{9/2})$ et $\nu(h_{11/2})$, qui vont favoriser des variations brutales de la déformation. Ainsi, les noyaux possédant des nombres de neutrons et de protons proches de $N = 60$ et $Z = 44$ présenteraient une forme stable non sphérique dans leur état fondamental [Ars69].

Avec 46 protons et un nombre de neutrons supérieur à 60, les isotopes de palladium riches en neutrons proposent, dans le cadre du modèle en couches sphérique, des configurations $\pi(g_{9/2})$, $\nu(g_{7/2})$, $\nu(s_{1/2})$, $\nu(d_{3/2})$ et $\nu(h_{11/2})$.

Des calculs réalisés en 1981 puis en 1995 par Möller *et al.*, proposent un changement de forme de prolate à oblate pour la systématique des isotopes de palladium [Mol81], [Mol95]. Entre les deux couches fermées, $N = 50$ et $N = 82$, la forme des isotopes de palladium évolue d'une forme sphérique vers des déformations quadrupolaires croissantes avec le nombre de neutrons, jusqu'au noyau ^{110}Pd (β prédit à 0,2). Pour les isotopes ayant un nombre de neutrons supérieur ou égal à 65, le modèle FRDM de Möller *et al.* propose une déformation oblate suivi d'un retour à la sphéricité vers $N = 82$. La valeur du paramètre β est calculé à $-0,24$ pour le noyau ^{111}Pd .

Des études expérimentales menées sur les isotopes de palladium ont tenté d'observer cette transition de forme. Les isotopes de palladium légers ($A \leq 108$) sont étudiés à hauts spins par réaction de fusion évaporation. Les états yrasts observés permettent d'attribuer à ces noyaux une forme prolate dans la configuration $\nu(h_{11/2})$ [Poh96], [Reg97].

Les isotopes plus lourds ($A \geq 110$) sont, quant à eux, produits via des réactions de fission. Une expérience réalisée en 1993 à l'aide d'une source de ^{248}Cm propose pour les noyaux $^{112,114,116}\text{Pd}$ une déformation oblate due à la configuration $\pi(g_{9/2})^2$ [Ary93].

La transition de forme prolate-oblate des isotopes de palladium, prédite par les calculs de Möller *et al.*, semblait ainsi confirmée, jusqu'en 1998 où Kutsarova *et al.* ont montré que la structure des bandes observées dans les noyaux $^{109-112}\text{Pd}$ devait être interprétée en terme de configuration $h_{11/2}$ conduisant le noyau vers une forme prolate [Kut98].

La recherche de la transition de forme prédite et controversée dans des isotopes de palladium plus riches en neutrons $A \geq 112$ fournit un test important du modèle théorique FRDM.

Les diagrammes de Nilsson présentés dans la section 2.3.2 montrent qu'une transition de forme prolate vers oblate est possible. Avec 46 protons, les isotopes de palladium remplissent les couches jusqu'à la configuration $g_{9/2}$ et l'orbitale $5/2[422]$. On note alors la présence de "gaps" pour les deux déformations oblate et prolate.

Les isotopes de palladium riches en neutrons ont un nombre de neutrons supérieur à 62. Le diagramme de Nilsson montre une densité des niveaux est très dense pour les neutrons et on note la présence d'orbitales intruses dues à la configuration $h_{11/2}$. Avec 62 neutrons, on observe

Etudes réalisées		Isotopes de palladium étudiés et formes proposées												
		106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118
J.A. Grau et al. (1976) K.R. Pohl et al. (1996) P.H. Regan et al. (1997)	Fusion évaporation	X	X	X										
R. Aryaeinejad et al. (1993)	Fission Spontanée							X	X	X				
P. Möller et al. (1981, 1995)	Calculs FRDM													
T. Kutsarova et al. (1998)	Fission induite	X	X	X	X	X	X							
Ce travail (1999)	Fission induite							X	X	X	X	X	X	X

FIG. 7.1 – Etudes réalisées sur les isotopes de palladium (expériences et calculs théoriques) et formes proposées (oblates ou prolates).

un “gap”, bas en énergie, sur l’orbitale $3/2[541]$, pour des déformations prolates. Par contre pour des nombres de neutrons plus importants, 72 par exemple, des “gaps” sont observés pour les deux déformations prolates et oblates.

Comment évolue la déformation du noyau avec le nombre croissant de neutrons ?

D’après les diagrammes de Nilsson, une transition de forme est possible.

La première partie de ce chapitre présente les techniques d’analyses et les résultats expérimentaux obtenus pour la systématique des isotopes de palladium produits lors de la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$.

Une seconde et troisième partie sont respectivement consacrées à l’interprétation des observations expérimentales et à leur confrontation avec des calculs de type Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB).

7.1 Systématique des isotopes de palladium

Certains isotopes de palladium ont un état fondamental stable : ce sont les noyaux de masse $A = 102, 104, 105, 106, 108$ et 110 . Le premier isotope de palladium susceptible de décroître par désintégration β^- est le ^{107}Pd . Aussi, les isotopes de palladium de masse supérieure à 107 u.m.a. sont considérés comme des noyaux riches en neutrons.

Les premiers états excités des isotopes de palladium riches en neutrons ont été mesurés via différentes méthodes :

a) Par la décroissance β de produits de fission.

Les périodes de désintégration par voie bêta sont suffisamment longues pour permettre une séparation et une identification des fragments. Sélectionner des isotopes de rhodium permet par radioactivité β de réaliser la spectroscopie γ des isotopes de palladium, noyaux fils. La présence d'états isomériques de hauts spins (> 4 et $7/2 \hbar$) dans les noyaux de rhodium [Ays88] permet d'atteindre des moments angulaires de 6 et $11/2 \hbar$ pour les isotopes de palladium, respectivement de masse paire et impaire.

b) Par réaction de fusion-évaporation.

A cause de la dissymétrie entre les nombres de protons et neutrons dans les noyaux stables, ce type de réaction produit généralement des noyaux proches de la stabilité ou déficients en neutrons. Le ^{108}Pd est l'isotope de palladium le plus lourd produit par fusion-évaporation [Poh96], [Reg97], [Dur90].

c) Par réaction de fission.

La fission reste encore aujourd'hui le meilleur moyen pour produire des noyaux loin de la stabilité et très riches en neutrons. Les réactions de fission spontanée du ^{252}Cf ou du ^{248}Cm ne peuplent que faiblement les isotopes de palladium. Les schémas de niveaux des noyaux $^{112,114,116}\text{Pd}$ ont néanmoins été construits jusqu'à des moment angulaires de 10 à $16 \hbar$ [Dur90], [Ham95]. Des réactions de fission induites par ions lourds ont également été utilisées. Par exemple, la réaction $^{28}\text{Si} + ^{176}\text{Yb}$ permet, par un processus de fusion-fission, d'observer des isotopes de palladium dont les masses sont comprises entre 106 et 112 u.m.a. [Kut98].

Ces études ont mis en évidence plusieurs points :

- Les isotopes de masse impaire (de $A = 107$ à 117 u.m.a.), possèdent tous un état isomérique dû au neutron célibataire situé sur l'orbitale de haut moment angulaire $h_{11/2}$ [Pen93]. Les périodes de ces états sont comprises entre $0,3$ s et 5 h. Des états yrasts ont également été construits sur l'état isomérique des noyaux $^{107,109,111}\text{Pd}$.
- Les isotopes de masse paire (de $A = 108$ à 116 u.m.a.) présentent tous un schéma de niveaux avec plusieurs bandes rotationnelles.

D'après la figure 6.1, la distribution en masse des fragments produits par la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ est maximale à proximité de la série isotopique des palladiums. Cette série isotopique est ainsi particulièrement bien peuplée par cette réaction. La distribution en masse des isotopes de palladium est approximativement centrée sur la masse 113 et possède une largeur d'une dizaine d' u.m.a..

Nous avons ainsi observé et confirmé les niveaux d'énergies yrasts établis lors de précédentes études pour la systématique des isotopes de palladium, de $A = 108$ à 116 u.m.a..

Cette seule réaction produit quasiment autant d'isotopes de palladium différents que les trois types de réaction présentés ci-dessus, réunis. Elle offre la possibilité d'améliorer la systématique des isotopes de palladium riches en neutrons.

Les objectifs sont les suivants :

- Atteindre des états de plus hauts moments angulaires et améliorer les schémas de niveaux existants.
- Aller au delà de $A = 116$ u.m.a..
- Déterminer les états yrasts construits sur les états isomériques des isotopes de masse impaire $A \geq 113$.

7.1.1 Amélioration des schémas de niveaux

La connaissance des premiers niveaux yrasts permet, grâce à l'étude des coïncidences, de compléter le schéma de niveaux.

Les figures 7.2 et 7.3 illustrent cette méthode. Les spectres en énergie sont conditionnés par des transitions déjà connues (labellées par une étoile); les raies observées en coïncidence sont alors positionnées dans le schéma de niveaux partiel.

7.1.2 Attribution de nouvelles transitions à un noyau

Avant ces travaux, aucune transition n'était connue au dessus de l'état isomérique des noyaux de masse impaire supérieure ou égale à $A = 113$ u.m.a.. De plus, le temps de vie de ces états est trop long (> 300 ms) pour permettre une mesure en coïncidence avec les rayonnements retardés émis par la décroissance de l'isomère (la fenêtre en temps de coïncidence n'était que de $1 \mu\text{s}$ environ dans notre expérience). Une analyse par coïncidence, comme celle utilisée pour l'amélioration du schéma de niveaux du ^{112}Pd , ne peut pas être réalisée entre les rayonnements qui alimentent l'état isomérique et ceux qui le dépeuplent.

La technique d'analyse employée pour construire un schéma de niveaux totalement nouveau et l'assigner à un certain isotope de palladium prend en compte deux caractéristiques de la réaction de fission induite utilisée ici :

- (i) La probabilité d'évaporer des particules chargées est faible pour cette réaction. Nous avons vérifié que pour la majorité des événements, la somme des numéros atomiques des deux

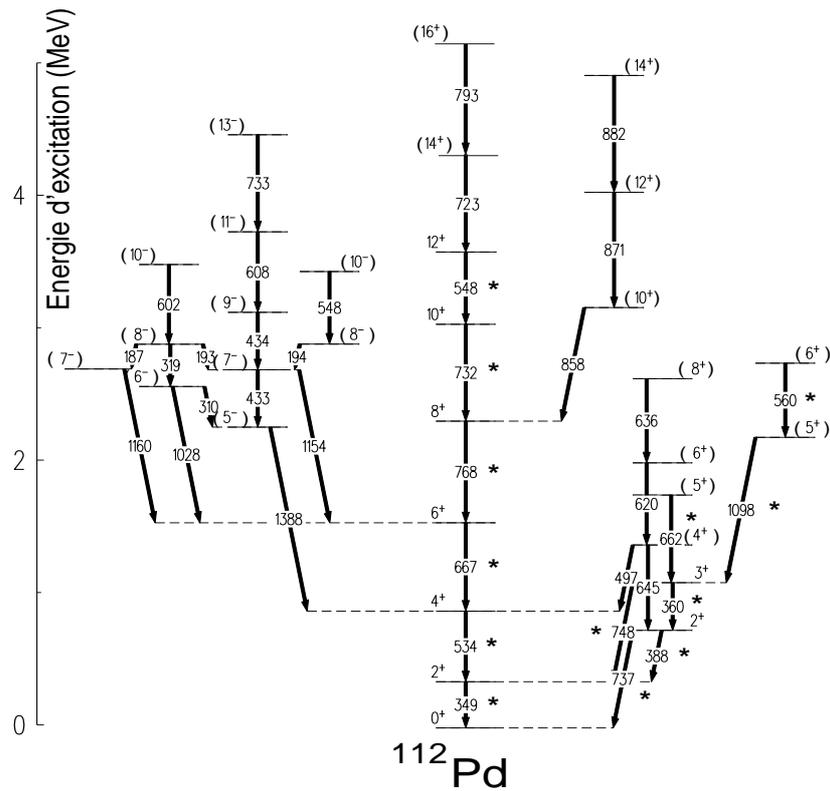


FIG. 7.2 – Schéma de niveaux partiel du noyau ^{112}Pd . Les transitions connues avant nos travaux sont labellées par une étoile.

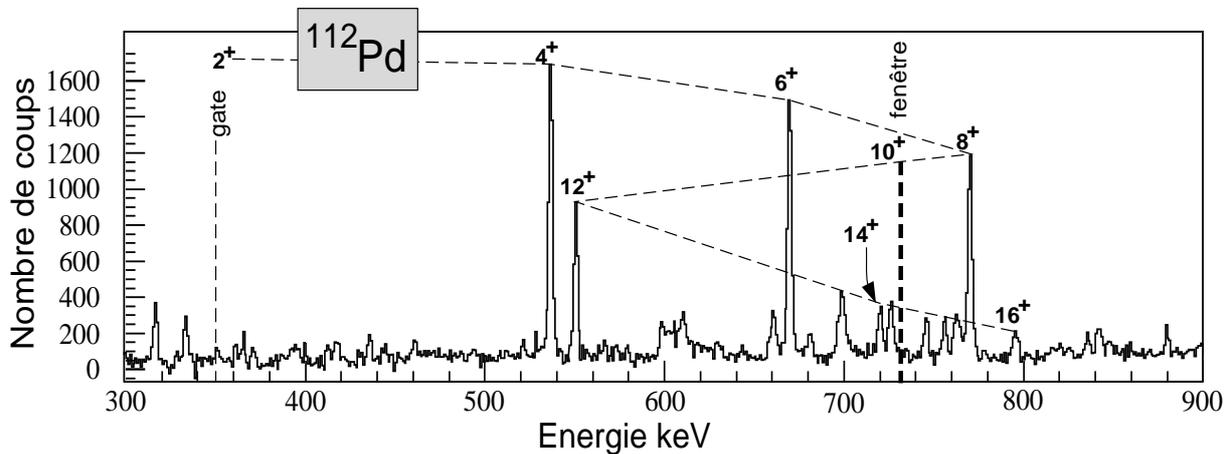


FIG. 7.3 – Spectre en énergie conditionné par deux transitions de la bande fondamentale du noyau ^{112}Pd , i.e. 349 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) et 732 keV ($10^+ \rightarrow 8^+$). (Spectre obtenu avec l'expérience "cible épaisse").

fragments de fission est égale au nombre de protons du noyau composé (section 6.2). Cette hypothèse permet d'attribuer les nouvelles transitions observées à une certaine série isotopique.

- (ii) Le nombre de neutrons émis avant et après la fission n'est pas fixe. Ainsi, pour un noyau de masse et de charge données, le "compagnon" produit en coïncidence a une masse qui dépend des probabilités des émissions de neutrons. De plus, la distribution en masse du "compagnon" est fonction de la masse de l'isotope considéré. Cette seconde hypothèse permet d'assigner les transitions à un noyau de la série isotopique désignée par la première caractéristique (i).

La figure 7.4 montre comment est appliquée (i).

Le spectre en énergie 7.4.a est conditionné sur les deux premières transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ (743 keV) et $4^+ \rightarrow 2^+$ (754 keV) du noyau ^{128}Te . De nombreux pics sont visibles sur ce spectre. Certains correspondent aux transitions alimentant les deux états qui conditionnent le spectre, les autres ont deux origines possibles :

1. Ils appartiennent aux fragments de fission complémentaires, c'est-à-dire des isotopes de palladium ou des isotopes de ruthénium si une particule alpha est évaporée.

Utiliser d'autres transitions du ^{128}Te ou d'un isotope de tellure voisin, pour conditionner les spectres permet, par comparaison, d'attribuer les pics en commun aux fragments "compagnons".

Pour lever l'incertitude sur la charge du "compagnon" (évaporation de neutrons ou d'alphas), on étudie les coïncidences entre la transition assignée à un "compagnon" des isotopes de tellure, et des transitions connues des isotopes de xénon ($Z = 54$). La réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ ne peut, en effet, produire en coïncidence des isotopes de palladium et de xénon ($\sum Z_f = 100$). S'il n'y a pas de coïncidences, la transition est assignée à la série isotopique des palladiums. Si le spectre conditionné présente au contraire des coïncidences, la transition a donc été émise par un isotope de ruthénium.

Sur le spectre, les premières transitions des noyaux ^{112}Pd (349 keV) et ^{114}Pd (332 keV) sont clairement identifiées. Une transition à 383 keV, par exemple, est assignée à la série isotopique des palladiums.

2. Les pics peuvent également appartenir à un quelconque noyau ou à une paire de fragments de fission qui présentent la même coïncidence 743 keV et 754 keV. Ces événements fortuits sont heureusement peu nombreux.

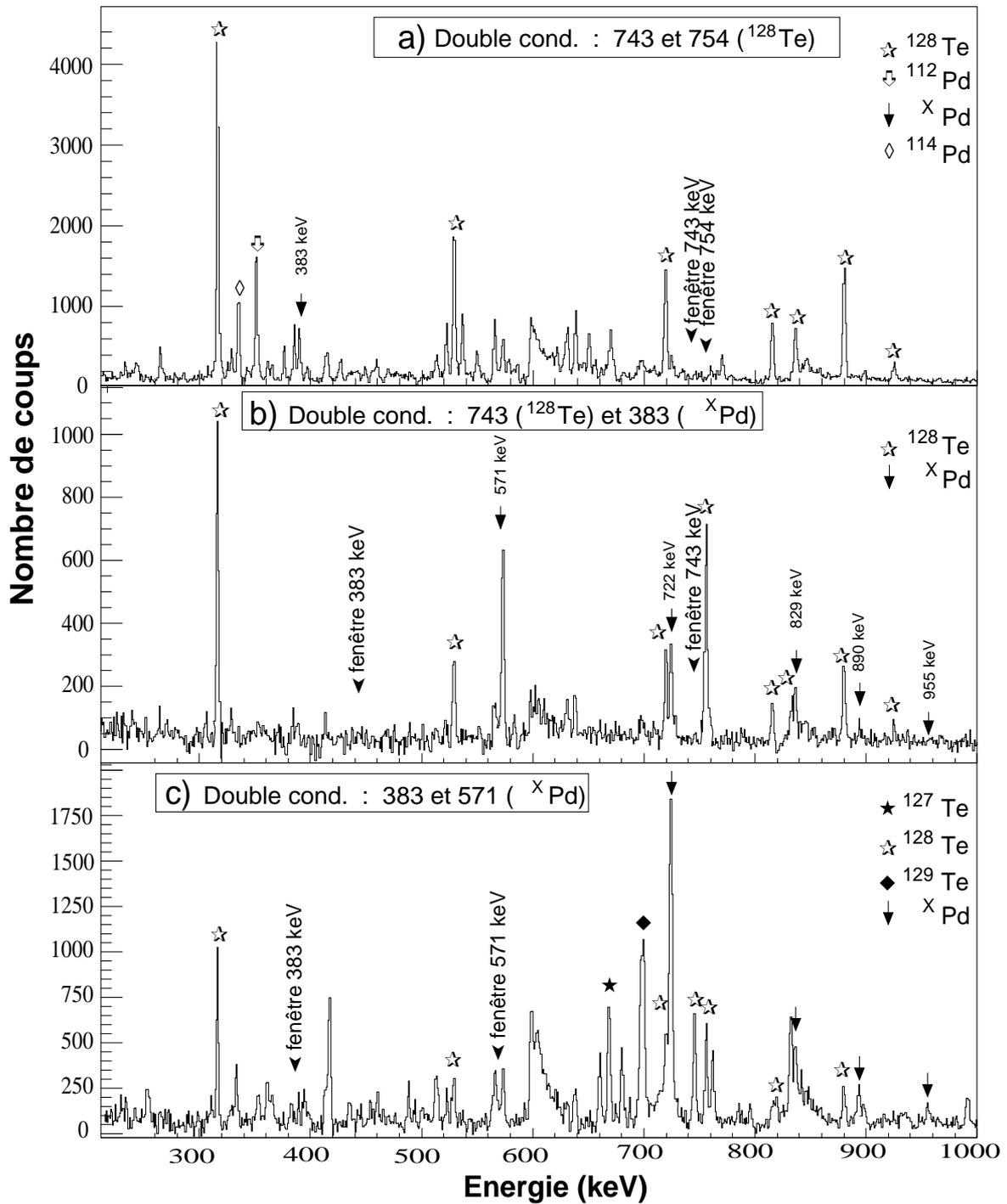


FIG. 7.4 – Spectres en énergie doublement conditionnés ; a) par deux transitions du ^{128}Te , b) par la première transition du ^{128}Te et une transition appartenant à un isotope de palladium $^{\text{X}}\text{Pd}$, c) par deux transitions de l'isotope de palladium sélectionné $^{\text{X}}\text{Pd}$.

On conditionne maintenant un spectre, avec une transition du noyau ^{128}Te (par exemple 743 keV) et une transition assignée à un certain isotope de palladium dont nous ne connaissons pas la masse (par exemple 383 keV). Le spectre résultant (figure 7.4.b) montre les rayonnements gammas appartenant au noyau ^{128}Te et ceux émis en coïncidence avec la transition 383 keV dans le noyau de palladium. Hormis des événements fortuits, ce spectre ne contient que des raies appartenant à ces deux noyaux.

Finalement, un spectre conditionné par deux transitions appartenant à l'isotope de palladium inconnu (par exemple 383 keV et 571 keV) montre les rayonnements émis par cet isotope de palladium et ceux émis par les isotopes de tellure complémentaires (figure 7.4.c).

A l'aide de cette méthode, quatre nouvelles bandes ont été identifiées et assignées à la série isotopique des palladiums.

	Energie des transitions en keV
Bande 1	425 + 576 + 717 + 818 + 874
Bande 2	383 + 571 + 722 + 830 + 890 + 955
Bande 3	394 + 581 + 743 + 882
Bande 4	378 + 573 + 718 + 808 + 857 + 602 + 738

La seconde hypothèse (ii) permet, quant à elle, de déterminer à quels isotopes de palladium appartiennent ces nouvelles bandes.

La distribution en masse des isotopes de tellure obtenue en coïncidence avec un isotope de palladium donné, est fonction de la masse de cet isotope de palladium. Aussi, les rapports des intensités des transitions des noyaux de tellure, ^{129}Te et ^{127}Te par exemple, dépendent également de la masse de l'isotope de palladium.

Les rapports d'intensité entre les raies d'énergie 760 keV du ^{129}Te et 679 keV du ^{127}Te ont été calculés à l'aide de spectres en énergie conditionnés par les premières transitions des noyaux ^{110}Pd , ^{111}Pd , ^{112}Pd , ^{114}Pd et ^{116}Pd . Les valeurs du rapport, calculées pour chacun de ces noyaux, sont reportées sur la figure 7.5 (carrés noirs).

L'évolution de ce rapport en fonction de la masse des isotopes de palladium est régie par la probabilité réduite de l'émission de neutrons : plus un isotope de palladium produit est riche en neutrons plus le rapport diminue, et donc, moins le "compagnon" (l'isotope de tellure) est riche en neutrons.

Calculer ce même rapport pour les quatre nouvelles bandes attribuées à la série isotopique de palladium permet de positionner ces bandes dans la figure 7.5. Les valeurs obtenues suggèrent que deux bandes doivent être associées au noyau ^{113}Pd et une au noyau ^{115}Pd .

La quatrième bande a été associée au noyau ^{118}Pd d'une manière analogue, à l'aide du rapport d'intensité entre les noyaux ^{124}Te et ^{125}Te .

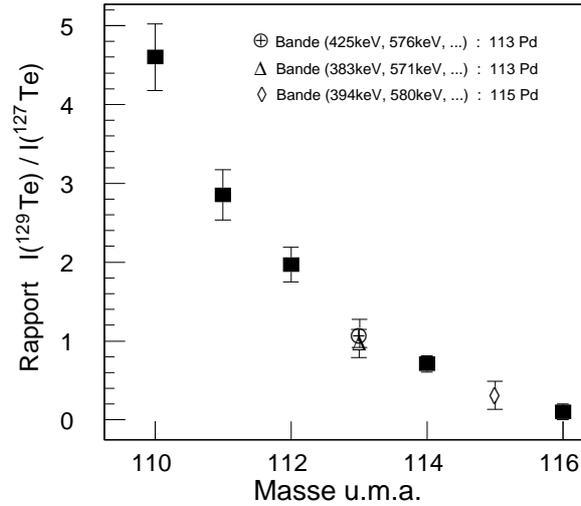


FIG. 7.5 – Rapports d’intensité entre une transition dans le ^{129}Te et une transition dans le ^{127}Te , obtenus à l’aide de spectres conditionnés par les isotopes de palladium portés en abscisse. Les rapports obtenus pour les nouvelles bandes sont indiqués par des symboles ouverts.

Notons que la figure 7.5 semble montrer un effet “pair-impair” : la courbe passant par les points obtenus pour des masses impaires est différente de celle tracée pour les masses paires. L’écart observé entre les deux courbes est cependant dans les barres d’erreurs des rapports calculés.

7.1.3 Schémas de niveaux partiels pour les masses impaires

Les schémas de niveaux partiels des palladiums de masse impaire, observés dans ces travaux, sont présentés dans la figure 7.6. Les bandes construites sur les états isomériques des noyaux ^{109}Pd et ^{111}Pd ont été récemment proposées par Kutsarova *et al.* [Kut98]. Deux bandes ont été observées dans le noyau ^{109}Pd avec un rapport d’intensité égal à 5 en faveur de la bande construite sur l’état $11/2^-$, situé 98 keV en dessous de la tête de bande $9/2^-$.

D’une manière similaire, nous proposons 2 bandes dans le noyau ^{113}Pd : la première construite sur l’état isomérique $9/2^-$, la seconde sur l’état $11/2^-$ proposé à 18 keV au dessus de l’état isomérique grâce à l’observation d’une transition de lien entre les deux bandes (transition d’énergie 407 keV reliant les états $13/2^-$ et $11/2^-$). La bande construite sur l’état $11/2^-$ est trois fois plus intense que la bande construite sur l’état $9/2^-$.

Nous n’avons cependant pas observé de seconde bande dans le noyau ^{111}Pd , probablement à cause de la pollution générée par les pics appartenant aux isotopes de tellure. Une seule bande a également été observée dans le noyau de ^{115}Pd et aucune dans le noyau ^{117}Pd , probablement à cause de la faible intensité des transitions.

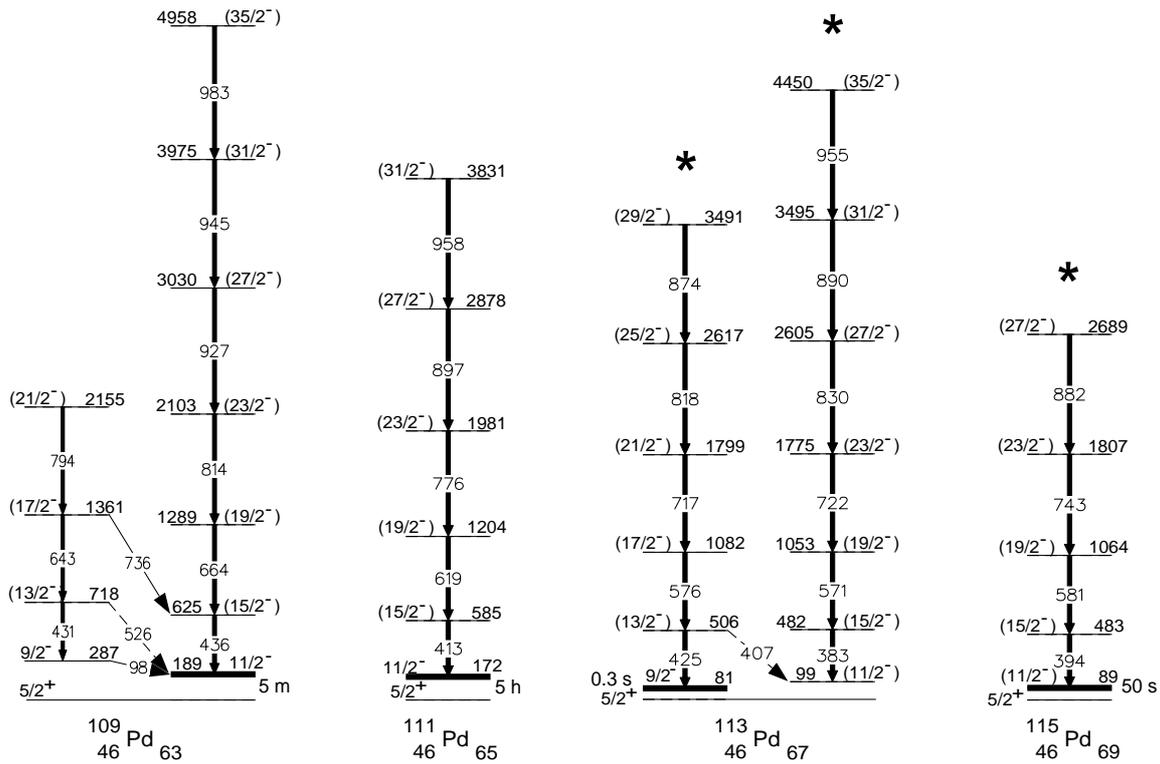


FIG. 7.6 – Systématique des isotopes de palladium de masse impaire observés dans ce travail. Les étoiles repèrent les nouvelles bandes proposées dans les isotopes $^{113-115}\text{Pd}$.

Les spins proposés pour les nouvelles transitions s'appuient sur une comparaison avec les bandes des isotopes ^{109}Pd et ^{111}Pd .

7.1.4 Schémas de niveaux partiels pour les masses paires

La série isotopique des palladiums de masse paire observés dans cette expérience est présentée sur la figure 7.7. Dans un souci de clarté, seule la bande yrast construite sur l'état fondamental des isotopes est représentée. Les schémas de niveaux partiels plus détaillés sont présentés en annexe A.

Les schémas de niveaux des noyaux $^{110,116}\text{Pd}$ n'ont pas été améliorés.

L'isotope le plus riche en neutrons produit ici est le noyau ^{118}Pd , pour lequel 7 transitions ont été observées en coïncidence mutuelle.

Le moment angulaire maximal atteint est $18 \hbar$ pour l'isotope ^{114}Pd .

Les valeurs de spins proposées pour les nouvelles transitions (dans les isotopes ^{112}Pd , ^{114}Pd et ^{118}Pd) sont issues de la comparaison avec les autres isotopes de masse paire.

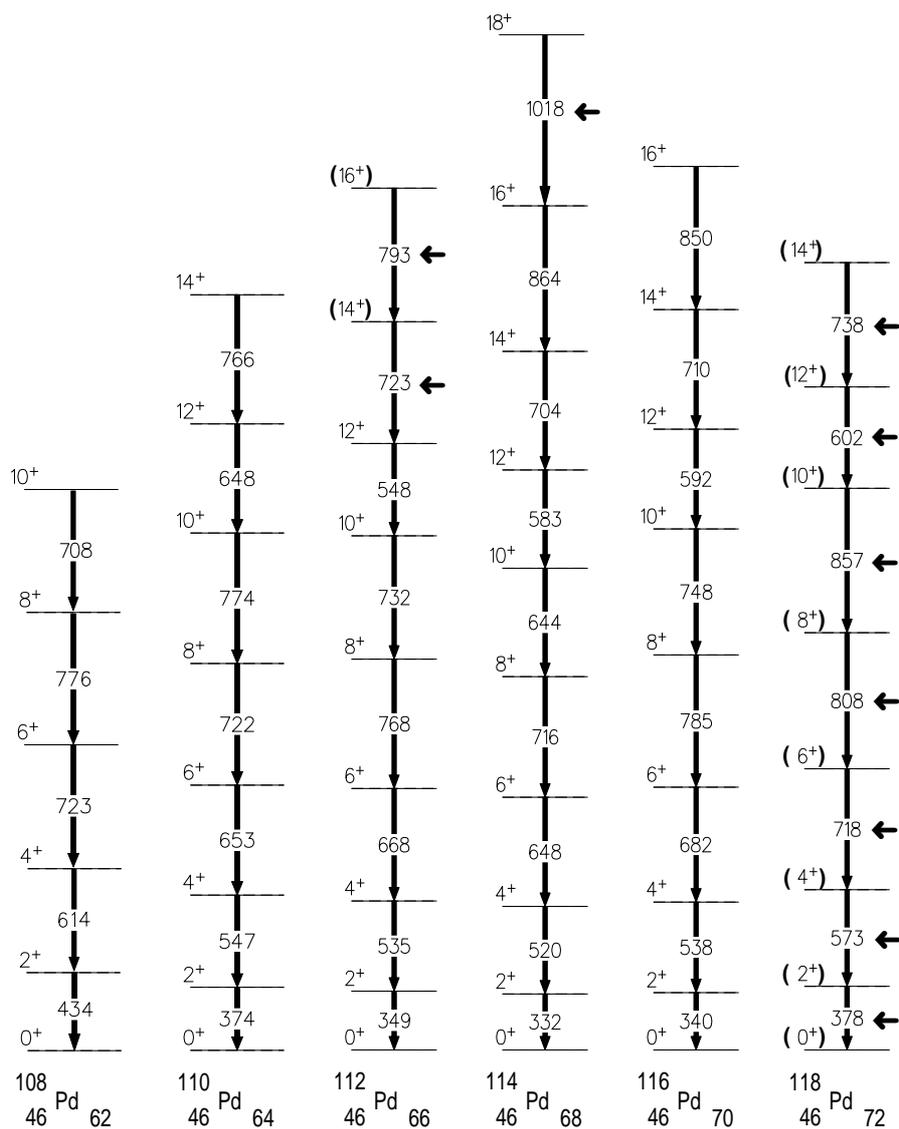


FIG. 7.7 – Systématique des isotopes de palladium de masse paire. Seuls sont représentés les états yrasts construits sur l'état fondamental. Les nouvelles transitions proposées sont labellées par une flèche. Des schémas de niveaux partiels plus complets sont présentés en annexe A.

Dans le même temps, une expérience réalisée à l'Université de Jyväskylä a confirmé les trois premières transitions du ^{118}Pd par l'étude de la décroissance β du noyau ^{118}Rh [Ays99] et [Jyf99], produit par fission et séparé par la technique IGISOL [Pen97].

7.1.5 Recherche d'états isomériques dans les isotopes de palladium

L'expérience réalisée avec le détecteur SAPHIR permet l'observation de transitions retardées dans un intervalle en temps compris entre quelques dizaines de nanosecondes et quelques microsecondes.

Dans la systématique des isotopes de palladium de masse paire et impaire, aucun état isomérique de période comprise dans cet intervalle n'a été observé.

7.2 Discussion

7.2.1 Interprétation des résultats expérimentaux

Bande $h_{11/2}$

L'observation d'un état de parité négative et de moment angulaire ($11/2^-$) à basse énergie d'excitation suggère, d'après le modèle en couches, que le neutron célibataire des isotopes de palladium de masse impaire est situé sur l'orbitale $h_{11/2}$.

La présence de cet état à basse énergie a deux conséquences sur la structure des isotopes de palladium de masse impaire.

D'une part la probabilité de transition de cet état vers l'état fondamental est faible (transition $E3$ et faible énergie de transition); les périodes sont comprises entre 0,3 s et 5 h.

D'autre part, la bande rotationnelle construite sur cet état, appelé "tête de bande", est yrast.

Comme le chemin de désexcitation des noyaux produits par fission induite suit principalement la ligne yrast, les transitions observées lors de nos expériences alimentent la tête de bande $h_{11/2}$.

Cette configuration est également observée pour les isotopes de ruthénium et de cadmium. La figure 7.8 propose une comparaison entre les positions relatives des états de basse énergie entre les isotones de ruthénium ($Z = 44$), de palladium ($Z = 46$) et de cadmium ($Z = 48$), pour $N = 65$ et 67.

Les isotopes de ruthénium présentent à basse énergie (< 300 keV), des états $5/2^-$, $7/2^-$, $9/2^-$ et $11/2^-$, issus de la configuration $h_{11/2}$, et placés dans cet ordre pour des énergies d'excitation croissantes, tandis que pour les isotopes de cadmium, l'état $11/2^-$ est le plus bas en énergie.

⇒ Cette inversion d'état entre les isotones de ruthénium et de cadmium suggère que les états issus de l'orbitale $h_{11/2}$ sont très proches en énergie dans les noyaux de charge intermédiaire, les isotopes de palladium.

C'est effectivement ce qui est observé pour les noyaux ^{109}Pd , ^{111}Pd et ^{113}Pd :

- Deux bandes sont observées dans le ^{109}Pd , construites sur les états $11/2^-$ et $9/2^-$ et séparées de 98 keV seulement. Le rapport d'intensité est d'environ 5 en faveur de la bande construite sur l'état $11/2^-$.

- Nous proposons également deux nouvelles bandes dans le noyau ^{113}Pd qui est le seul isotope de palladium possédant un état $9/2^-$ en dessous de l'état $11/2^-$ (à 97 keV). Le rapport d'intensité entre ces deux bandes est d'environ 3 en faveur de la bande construite sur l'état $9/2^-$.

- Bien qu'un état de parité négative, appartenant vraisemblablement au multiplet $h_{11/2}$, ait été observé 19 keV au dessus de l'état $11/2^-$, aucune seconde bande n'est proposée ici.

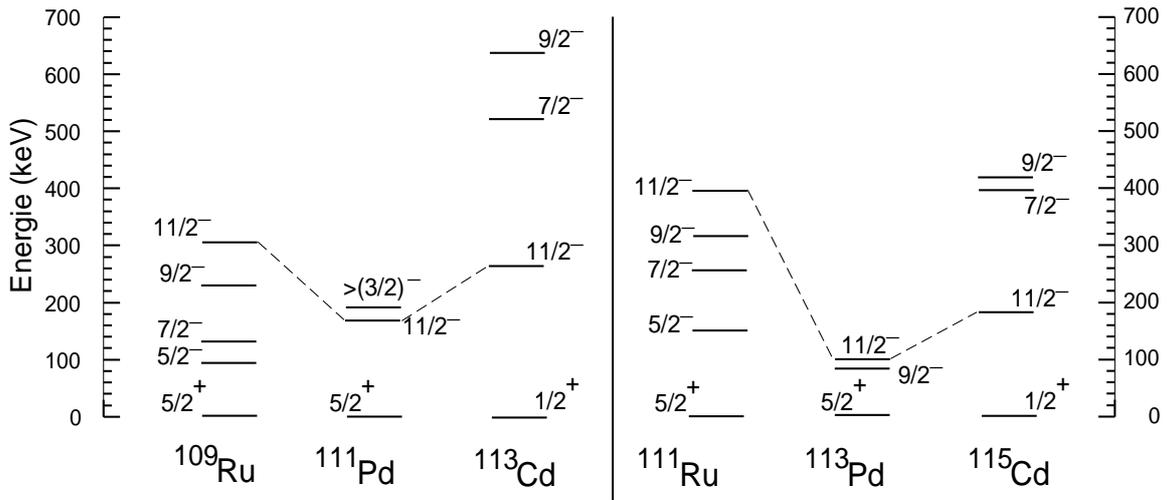


FIG. 7.8 – Systématique des états de basse énergie pour les isotones de ruthénium, de palladium et de cadmium, et pour $N = 65$ et 67 .

Plus les états issus de $h_{11/2}$ avec $I < 11/2$, sont hauts en énergie (au dessus de l'état $11/2^-$), plus les structures rotationnelles construites sur ces états sont difficiles à observer ; la bande excitée la plus proche de la ligne yrast étant celle construite sur l'état $11/2^-$.

Similitudes entre les isotones de xénon et de palladium

Une comparaison entre des bandes de parité négative dans les isotopes de xénon et de palladium montre de remarquables similitudes. Ces isotopes possèdent un nombre de protons de ± 4 vis-à-vis de la couche $Z = 50$. Ces quatre protons de “valence” sont identifiés à des trous ou des particules, pour les isotopes de palladium et de xénon respectivement [Kut98].

La systématique des états des bandes de parité négative pour les isotones $N = 63$ (^{117}Xe et ^{109}Pd) et $N = 67$ (^{121}Xe et ^{113}Pd) est présentée sur la figure 7.9.

- Pour les isotones $N = 63$, les états $11/2^-$, $9/2^-$ et $7/2^-$, situés à basse énergie, sont espacés de quelques dizaines de keV seulement. Excepté l'inversion entre les états $7/2^-$ et $11/2^-$, le comportement de ces deux noyaux est très similaire, particulièrement à hauts spins.

- Pour les isotones $N = 67$, l'état $7/2^-$ n'a pas été observé dans le noyau ^{113}Pd . Mais pour les deux isotones, l'ordre des états $9/2^-$ et $11/2^-$ est respecté. Dans ce cas également, le comportement est très similaire.

La structure des isotopes $^{117,121}\text{Xe}$ a été étudiée à l'aide de réactions de fusion-évaporation [Cho81]. Les bandes de parité négative ont été interprétées comme le résultat d'un couplage entre un neutron de l'orbitale $h_{11/2}$ et un cœur pair-pair à déformation prolate. Les états $h_{11/2}$

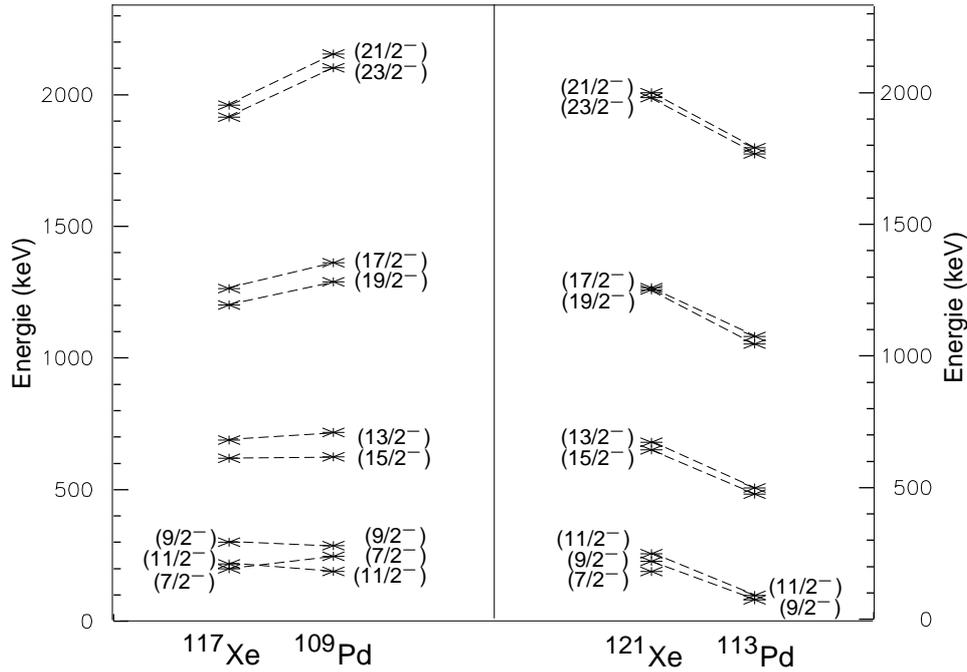


FIG. 7.9 – Systématique des états des bandes construites sur les états de parité négative pour les isotones $N = 63$ (^{117}Xe et ^{109}Pd) et $N = 67$ (^{121}Xe et ^{113}Pd).

de basse énergie sont donc très proches du niveau de Fermi et les états à hauts spins vont principalement dépendre des mouvements collectifs du cœur.

⇒ *L'étude des isotones de xénon et de palladium montre de remarquables similitudes entre les états de hauts spins, ceci suggérant une structure construite sur la même configuration.*

Bandes yrasts des isotopes de palladium

Les bandes excitées construites sur l'état $11/2^-$ des isotopes de masse impaire et sur l'état fondamental des masses paires sont représentées sur la figure 7.10. Celle-ci montre que les énergies des transitions, de caractère E2, augmentent avec l'énergie d'excitation. Ce type d'excitation est caractéristique d'un mouvement de rotation du noyau.

L'espacement entre les premiers états d'un palladium de masse paire (cœur pair) et ceux du noyau voisin (cœur pair + un neutron), est très faible ; i.e. les transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ ont des énergies très proches des transitions $15/2^+ \rightarrow 11/2^+$.

⇒ *Cette observation suggère que la participation du neutron célibataire est limitée, la structure de la bande est découplée ; les espacements en énergie vont dépendre de la déformation du noyau.*

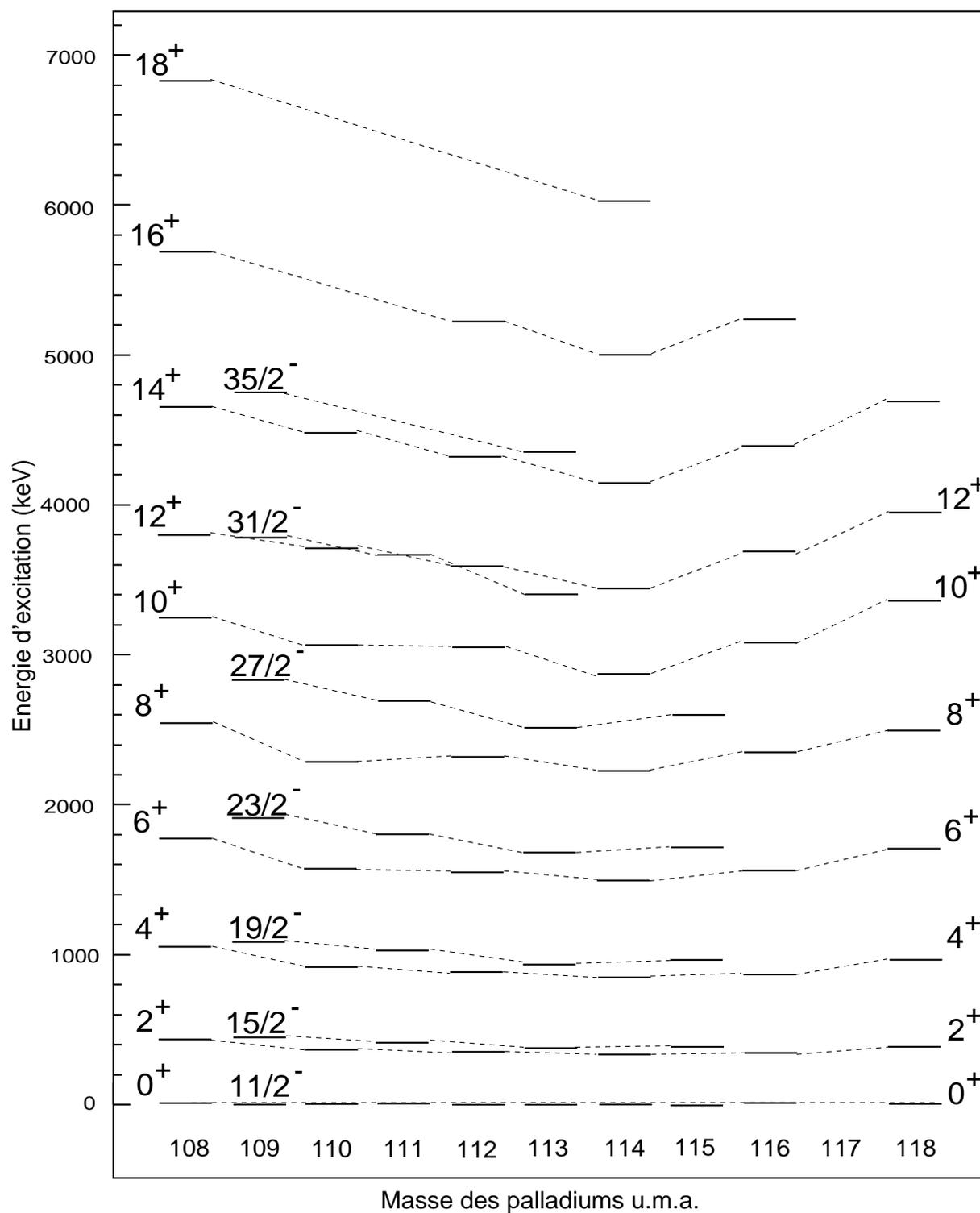


FIG. 7.10 – Systématique représentant les états yrasts dans les isotopes de palladium.

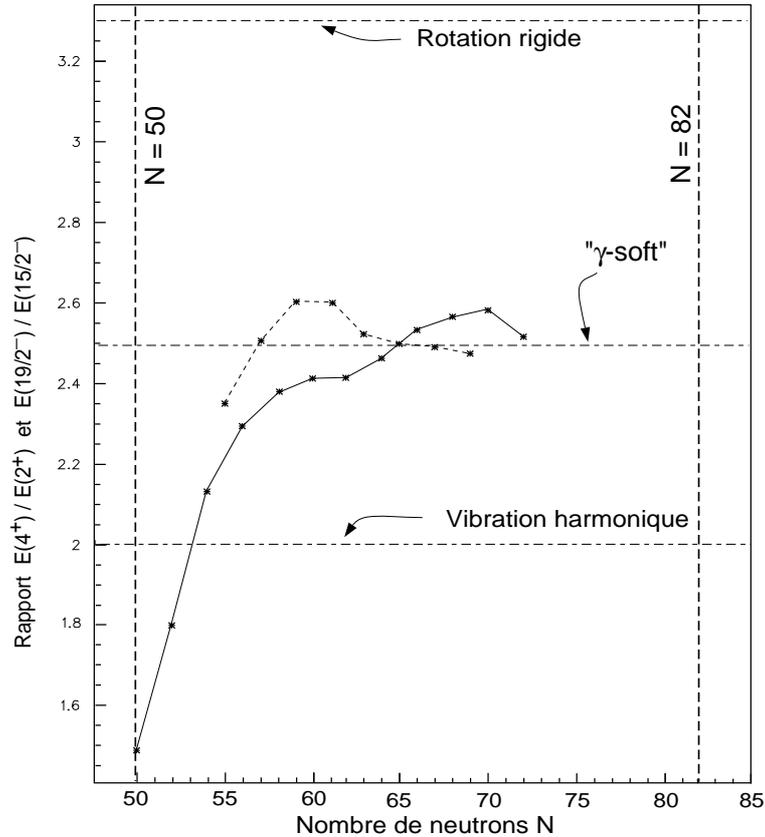


FIG. 7.11 – Evolution des rapports $E(4^+)/E(2^+)$ pour les masses paires, bandes yrasts (lignes continues), et $E(19/2^-)/E(15/2^-)$ pour les masses impaires, bandes construites sur l'état $11/2^-$ (lignes pointillées).

Les nombres magiques en neutrons qui encadrent la systématique des isotopes de palladium sont $N = 50$ et 82 . Aussi, à l'entre-deux couches (de l'anglais "mid-shell"), situé à $N = 66$, le nombre de neutrons de valence est maximal et donc, le caractère collectif doit être également maximal.

L'évolution des états 2^+ montre qu'un minimum en énergie est atteint pour le noyau ^{114}Pd , soit pour $N = 68$. Il y a donc un léger décalage par rapport à la valeur attendue $N = 66$.

L'étude des rapports des premiers niveaux d'une structure permet de déterminer le mode collectif dominant et la déformation du noyau. Un noyau, dont le mouvement est vibrationnel, possède un rapport entre le second et le troisième état excité égal à 2; pour un mouvement rotationnel d'un rotor rigide, ce rapport doit être de 3,33.

La figure 7.11 montre l'évolution du rapport $E(4^+)/E(2^+)$ pour les masses paires, et $E(19/2^-)/E(15/2^-)$ pour les masses impaires (les énergies des états sont normalisées sur la tête de bande $11/2^-$). Ces rapports sont calculés pour les isotopes de palladium ayant un nombre de neutrons compris entre 50 et 72.

Les valeurs attendues pour des mouvements “purs” de rotation et de vibration sont reportées sur la figure.

- La valeur maximale atteinte pour les deux courbes est d’environ 2,6. Les isotopes riches en neutrons observés ($60 < N < 72$) ont donc des mouvements collectifs transitionnels, entre la vibration et la rotation. Ces noyaux sont également appelés “noyaux mous”. [Wil56]

- Sur une large systématique ($50 < N < 72$), l’évolution du rapport $E(4^+)/E(2^+)$ montre qu’un maximum est atteint pour $N = 70$. La figure 7.10 propose ce maximum de collectivité pour $N = 68$.

- Une légère diminution des rapports est observée pour les deux courbes, pour $N = 62$. La relative stabilité de cette sous-couche induit une diminution des mouvements collectifs de rotation.

- A partir de $N = 72$, l’action de la couche fermée $N = 82$ commence à être ressentie ; le noyau ^{118}Pd présente une diminution de la collectivité.

⇒ Le nombre de neutrons $N = 62$ induit une relative stabilité au sein des isotopes de palladium d’où une diminution de la collectivité. La présence de cette sous-couche conduit à un décalage de la “mid-shell” de 2 ou 4 neutrons vers $N=82$.

Rotation du noyau

Les figures 7.12 et 7.13 représentent les moments d’inertie du noyau en fonction de sa fréquence de rotation, pour tous les isotopes de palladium observés ici.

On remarque clairement une variation brutale du moment d’inertie pour tous les isotopes de masse paire. Pour les isotopes de masse impaire, cette variation est plus atténuée.

Ce phénomène, appelé “effet de backbending”, est interprété en terme d’appariement des nucléons. Toutes les paires de nucléons ne participent pas au mouvement de rotation collective du noyau, en particulier celles situées sur les dernières orbitales remplies du modèle en couches qui, de plus, induisent une composante irrotationnelle.

Avec l’augmentation de la fréquence de rotation du noyau, l’énergie de Coriolis peut briser une paire de nucléons, créant ainsi deux particules indépendantes. Celles-ci alignent leur moment angulaire sur l’axe de rotation du noyau conduisant à une rapide augmentation du moment angulaire et au rebroussement observé sur la figure 7.12. L’énergie d’excitation devient la somme de l’énergie d’un état à deux particules et d’une énergie de rotation. Une nouvelle bande de rotation collective est alors construite sur cet état.

Cette interprétation est basée sur l’observation des états du noyau pour des énergies d’excitation croissantes. En réalité, le noyau est produit excité et transite par ces états vers son état fondamental, lors de sa désexcitation. Ainsi, on parle d’augmentation de l’énergie de Coriolis

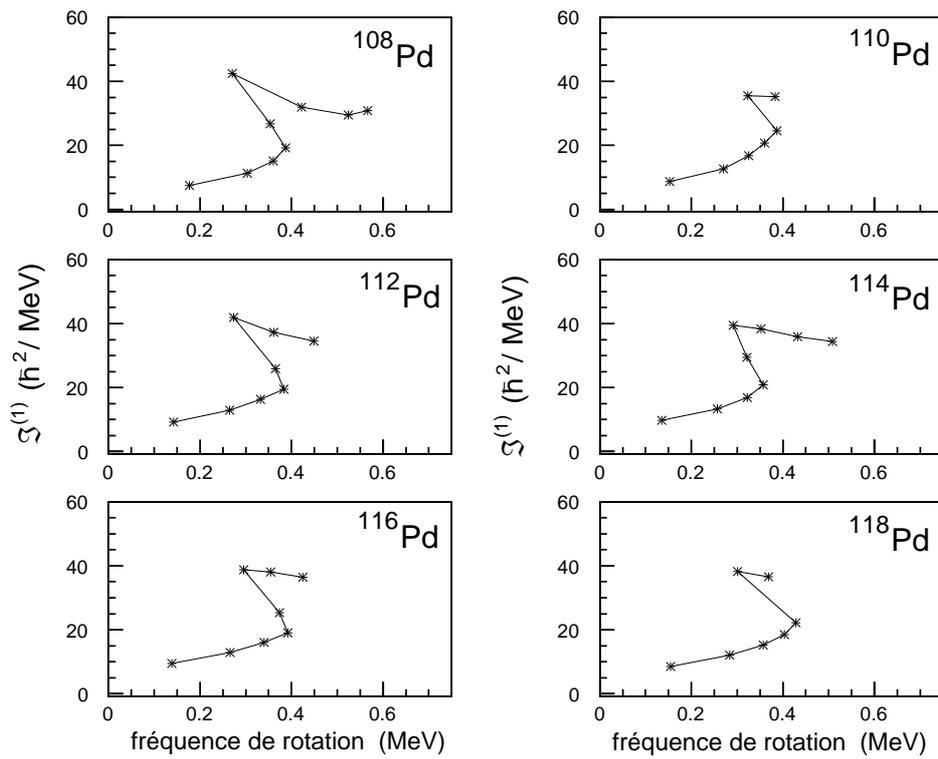


FIG. 7.12 – Moments d'inertie cinématiques des isotopes de palladium de masse paire en fonction de la fréquence de rotation.

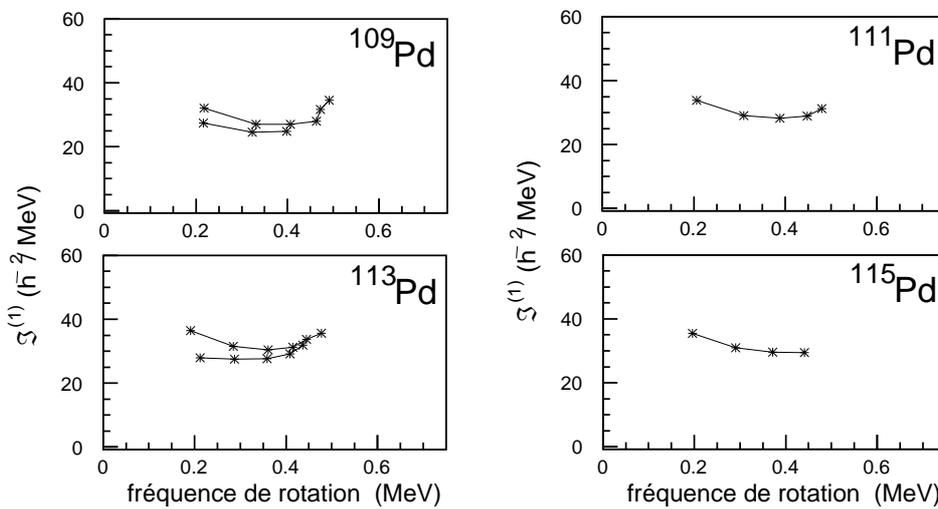


FIG. 7.13 – Moments d'inertie cinématiques des isotopes de palladium de masse impaire en fonction de la fréquence de rotation.

et de brisure de paire, alors qu'en fait, il s'agit d'un appariement de deux nucléons dû à une diminution de l'énergie de Coriolis.

Cependant, la structure du noyau dans des états très excités (lorsqu'il est produit) ne peut être déterminée; il est donc plus logique d'étudier la structure d'un noyau de son état fondamental vers des états excités. Par convention, les notions de paires brisées de nucléons et de gain en moment d'inertie sont conservées dans la suite de ce mémoire.

Gain en alignement

La brisure d'une paire de nucléons, sous l'effet de la force de Coriolis, conduit à l'alignement des moments angulaires des deux particules sur l'axe de rotation du noyau. Les orbitales de moment angulaire important, $h_{11/2}$ par exemple, sont les plus fortement soumises à l'interaction de Coriolis. Le gain en moment angulaire du noyau après l'effet de "backbending" est égal à la somme des moments angulaires ($\sum_i j_i = \sum_i (\vec{j}_i + \vec{s}_i)$) des deux nucléons. Une paire brisée de nucléons situés sur une couche $h_{11/2}$ apporte au maximum $\frac{11}{2} + \frac{9}{2} = 10\hbar$ de moment angulaire.

Le gain en moment angulaire du noyau suite à la brisure d'une paire de nucléons est estimé à partir de l'alignement i_x défini par la relation :

$$i_x = I_x - I_{ref} \quad (7.1)$$

avec

$$I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2}$$

$$I_{ref} = \omega \cdot (\mathfrak{S}_0 + \omega^2 \mathfrak{S}_1)$$

Le premier terme (I_x) est la projection du moment angulaire total du noyau sur son axe de rotation.

Le second terme (I_{ref}) est le moment angulaire dit "de référence". Il est défini à partir d'un hamiltonien utilisant l'approximation du cranking. Le développement au quatrième ordre de perturbation permet de paramétrer le moment angulaire à l'aide des deux "paramètres de Harris" \mathfrak{S}_0 et \mathfrak{S}_1 [Har65]. L'énergie de rotation du noyau déformé est alors :

$$E_{rot} = \frac{1}{2}\omega^2(\mathfrak{S}_0 + \frac{3}{2}\mathfrak{S}_1)$$

L'alignement i_x doit être constant lorsque les deux particules ont leur moment angulaire complètement aligné sur l'axe de rotation du noyau. Aussi, les valeurs des deux paramètres de Harris sont fixées pour que $\delta i_x / \delta \omega \simeq 0$ après le croisement des deux bandes.

Les alignements calculés pour les isotopes de palladium de masses paire et impaire sont présentés sur les figures 7.14 et 7.15. Les valeurs des paramètres de Harris sont :

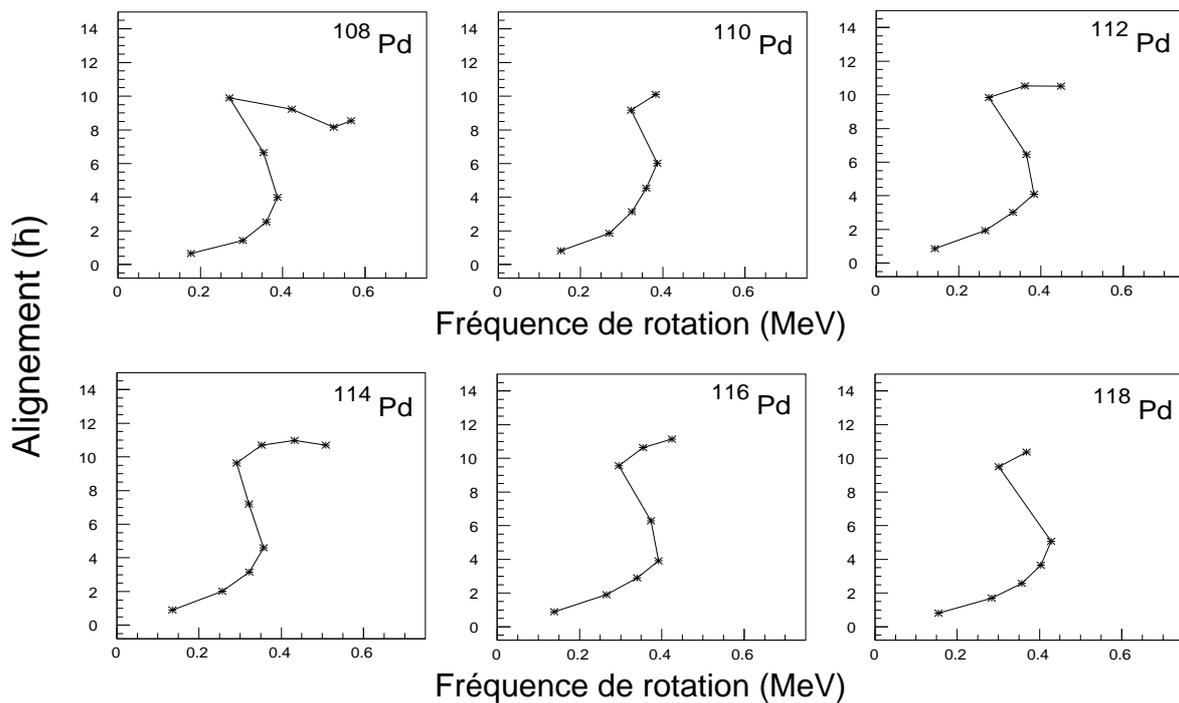


FIG. 7.14 – Alignements calculés pour les isotopes de palladium de masse paire. Les paramètres de Harris utilisés sont : $\mathfrak{S}_0 = 3\hbar^2/MeV$ et $\mathfrak{S}_1 = 45\hbar^4/MeV^3$.

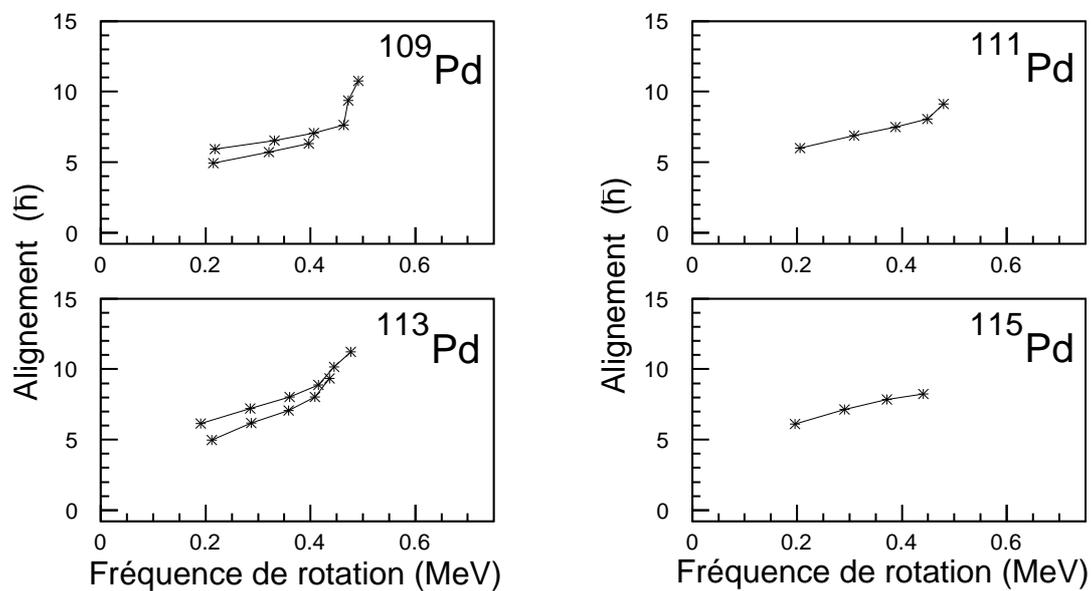


FIG. 7.15 – Alignements calculés pour les isotopes de palladium de masse impaire. Les paramètres de Harris sont fixés aux valeurs : $\mathfrak{S}_0 = 3\hbar^2/MeV$ et $\mathfrak{S}_1 = 45\hbar^4/MeV^3$.

$$\mathfrak{S}_0 = 3\hbar^2/MeV \quad \text{et} \quad \mathfrak{S}_1 = 45\hbar^4/MeV^3$$

Tous les isotopes de masse paire présentent un effet de “backbending” pour une valeur de la fréquence de rotation du noyau comprise entre 0,35 et 0,43 MeV, suivant l’isotope considéré, et le gain en moment angulaire est d’environ $10\hbar$.

- Ce gain en moment angulaire est trop important pour être dû à la brisure d’une paire de protons situés sur l’orbitale $g_{9/2}$.

Pour les isotopes de masse impaire, une légère variation est observée et ce, pour des fréquences de rotation supérieures à 0,45 MeV. Malheureusement, le moment angulaire maximal atteint par nos expériences ne permet pas de déduire l’alignement total des deux nucléons désappariés, et montre seulement que le gain en moment angulaire est supérieur à $6\hbar$.

- La brisure d’une paire est observée à plus haute fréquence de rotation pour les masses impaires que pour les masses paires ; ce retard de l’alignement est dû au nucléon célibataire qui “bloque” l’orbitale en l’empêchant de participer au processus de brisure de paire : c’est l’effet de “blocking”. L’état le plus bas en énergie (proche du niveau de Fermi) est bloqué par le neutron célibataire, les deux autres neutrons, plus hauts en énergie vont s’apparier à plus haut moment angulaire.

Si les effets de “backbending” avaient pour origine la brisure d’une paire de protons, aucun retard n’aurait été observé pour les masses impaires.

⇒ Le gain en moment angulaire de $10\hbar$, ainsi que l’effet de “blocking” observé, suggèrent que l’effet de “backbending” dans les noyaux voisins de masse paire est dû à la brisure d’une paire de neutrons dans la configuration $h_{11/2}$.

7.2.2 Approche théorique

Résolution de l'hamiltonien de Bohr

Les figures 7.16 et 7.17 représentent les surfaces d'énergie potentielle calculées avec le formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) avec contraintes (voir chapitre 2) par la méthode de la GCM-GOA¹ [Rin80], pour les isotopes de palladium avec $110 \leq A \leq 118$ u.m.a.. L'interaction effective nucléon-nucléon utilisée est la force phénoménologique D1S de Gogny [Dec80].

Les figures à deux dimensions représentent la minimisation de l'énergie de l'état fondamental en fonction de la déformation du noyau dans le plan (β, γ) . La topographie de ces surfaces est décrite par les courbes blanches qui sont les lignes équipotentielles séparées de 1 MeV, et également par un dégradé (gris plus foncé pour les énergies les plus basses). Les surfaces à une dimension montrent quant à elles, l'évolution de l'énergie d'excitation en fonction du paramètre de déformation β (sur l'axe $\gamma = 0^\circ$ pour $\beta > 0$ et sur l'axe $\gamma = 60^\circ$ pour $\beta < 0$). Sur ces figures sont également représentées : les énergies de liaison expérimentale E_{exp} et calculée E_b , et la déformation axiale moyenne de l'état fondamental (état 0^+ calculé le plus bas en énergie), $\langle \beta_{0^+} \rangle$.

Ces calculs ne présentent pas de minima étroits pour les isotopes de palladium ; ceux-ci ont un comportement "mou" face à la déformation quadrupolaire et triaxiale. La déformation moyenne calculée pour les minima de ces isotopes de palladium diminue de $\langle \beta_{0^+} \rangle = 0,28$ (pour le ^{110}Pd), à $\langle \beta_{0^+} \rangle = 0,21$ (pour le ^{118}Pd).

Pour chacun de ces noyaux, les états collectifs construits en résolvant l'hamiltonien collectif de Bohr à cinq dimensions (voir section 2.5.6.) sont comparés aux états yrasts observés expérimentalement (figure 7.18).

L'accord entre les calculs théoriques et les observations expérimentales est assez bon pour les états de spins 2^+ , 4^+ et 6^+ . Cependant, à partir du noyau ^{114}Pd , un désaccord croît avec le nombre de neutrons.

De plus, la réponse du noyau vis-à-vis de la rotation n'est pas prise en compte de façon consistante. Ainsi, les états de plus hauts spins, non représentés sur la figure 7.18, ne montrent pas un très bon accord avec les états théoriques.

⇒ Les niveaux d'énergie calculés par la méthode GCM-GOA avec des fonctions d'onde HFB et la force de Gogny prédisent un comportement "mou" des isotopes de palladium et une bande construite sur l'état fondamental de déformation prolate avec un paramètre de déformation β compris entre 0,21 et 0,28.

¹Acronyme de "Méthode de la Coordonnée Génératrice avec l'Approximation de l'Overlap Gaussien".

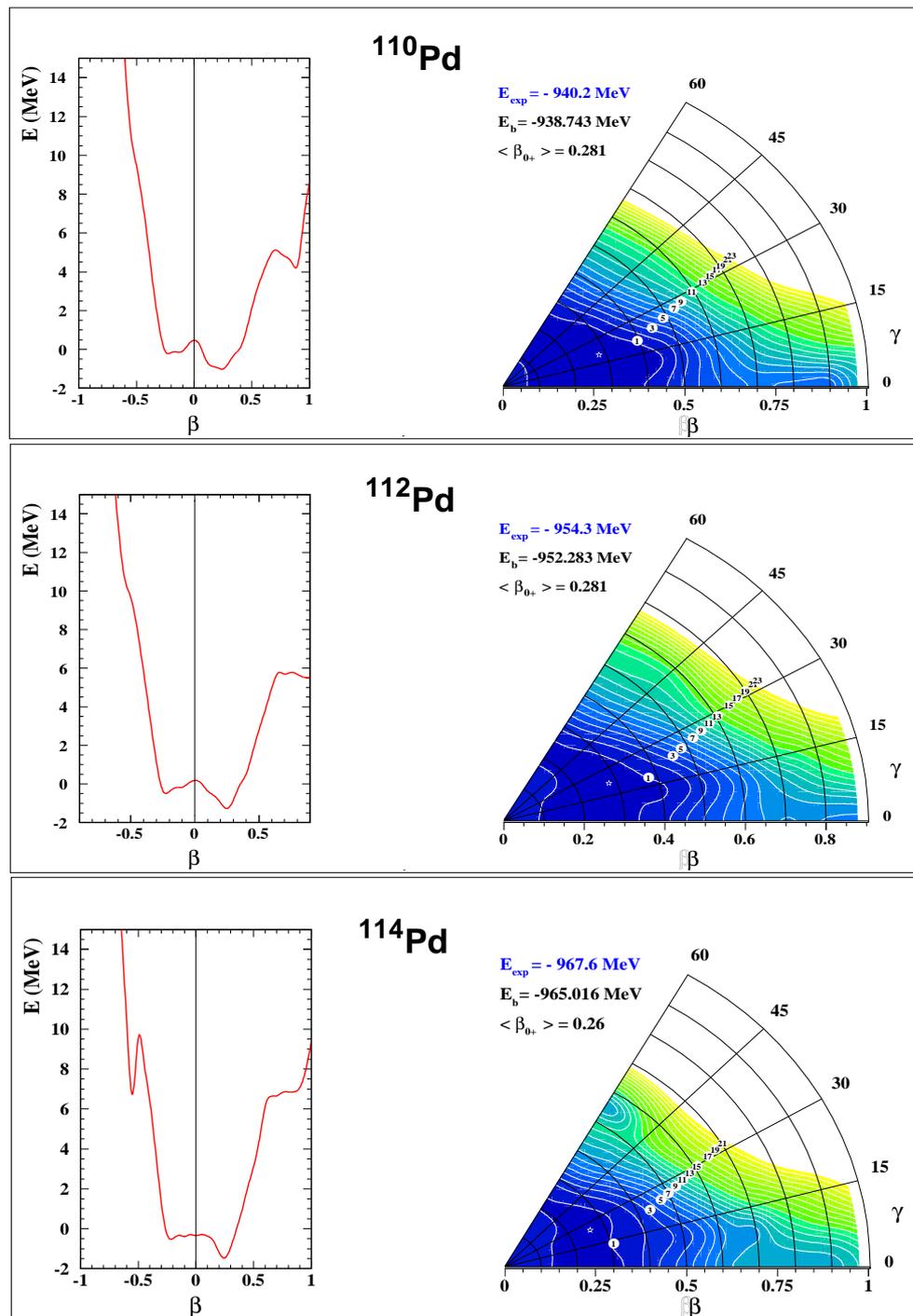
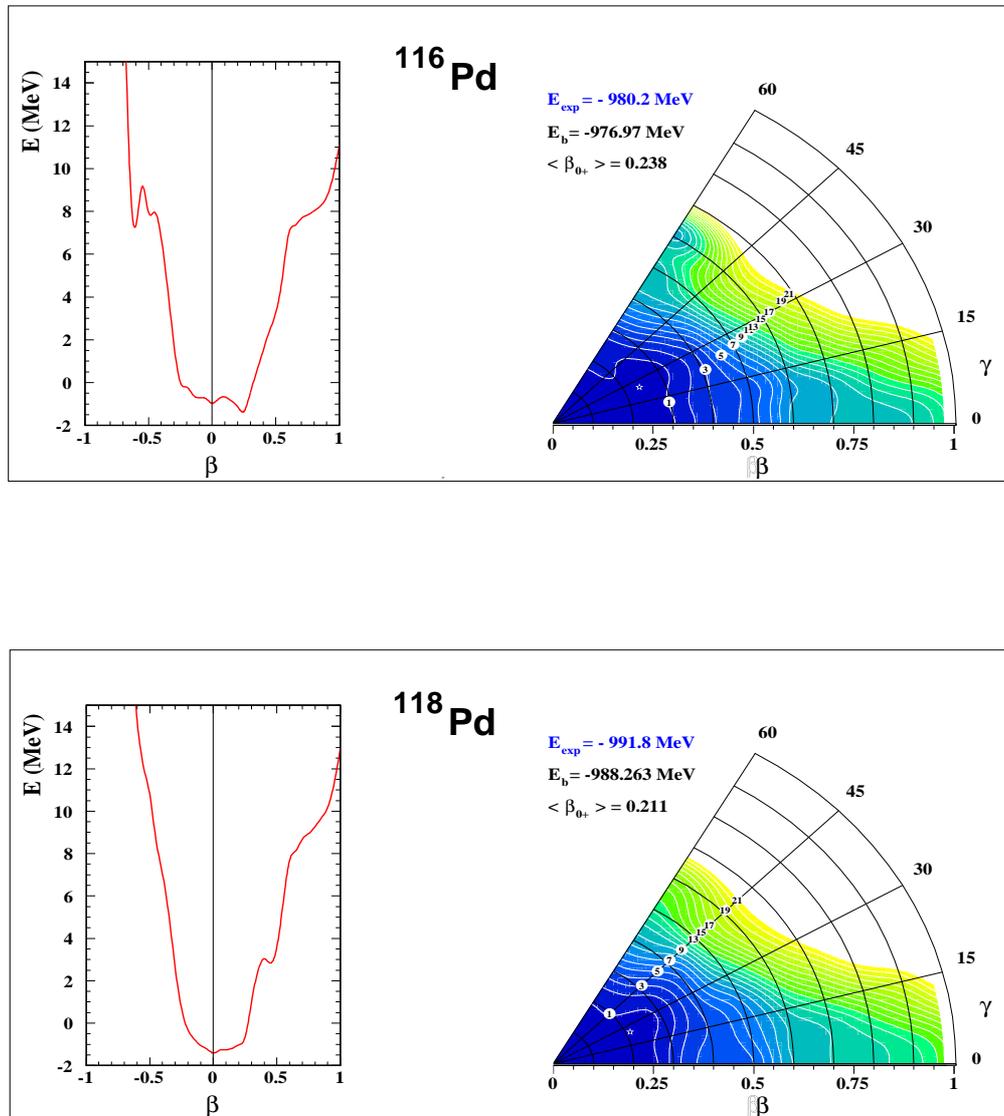


FIG. 7.16 – Surface d'énergie potentielle en fonction des paramètres de déformation β et γ (figures de droites), et évolution du paramètre β pour γ fixé à 0° et 60° (courbes de gauches), pour les noyaux $^{110}, ^{112}, ^{114}\text{Pd}$.

□



□

FIG. 7.17 – Surface d'énergie potentielle en fonction des paramètres de déformation β et γ (parties à droites), et évolution du paramètre β pour γ fixé à 0° et 60° (courbes de gauches), pour les noyaux $^{116}, ^{118}\text{Pd}$.

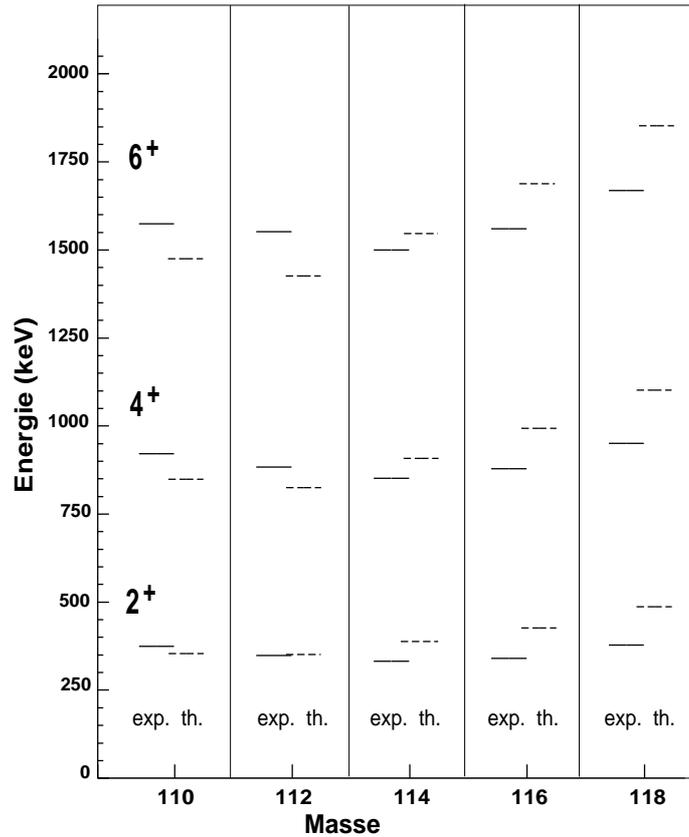


FIG. 7.18 – Comparaison entre les niveaux d’énergie expérimentaux et ceux calculés en résolvant l’hamiltonien collectif de Bohr.

Noyau pair-pair en rotation, méthode du cranking

La méthode de “cranking”, (voir chapitre 2), tient compte du réarrangement des nucléons dans le noyau en fonction de la rotation. C’est une méthode qui est particulièrement bien adaptée à l’étude des bandes rotationnelles dans le formalisme HFB.

La figure 7.19 montre l’évolution du moment d’inertie cinématique en fonction de la fréquence de rotation pour les bandes construites sur l’état fondamental des noyaux ^{110}Pd et ^{112}Pd . L’accord entre les données expérimentales et la courbe théorique est assez bon, même si pour le noyau ^{110}Pd , le calcul propose un effet “upbending”² plutôt que “backbending”. Pour le noyau ^{112}Pd , l’effet de backbending survient à $8\hbar$ pour les deux courbes et pour une fréquence de rotation comprise entre 0,3 et 0,4 MeV.

Sur cette même figure sont également représentées les énergies d’appariement des neutrons et des protons, ainsi que l’évolution des paramètres de déformation β et γ en fonction de la

²Contrairement à ce qui est observé dans l’effet “backbending”, la fréquence de rotation du noyau ne diminue pas lors d’un effet “upbending”. La croissance de la fréquence de rotation est seulement ralentie lors du croisement des bandes.

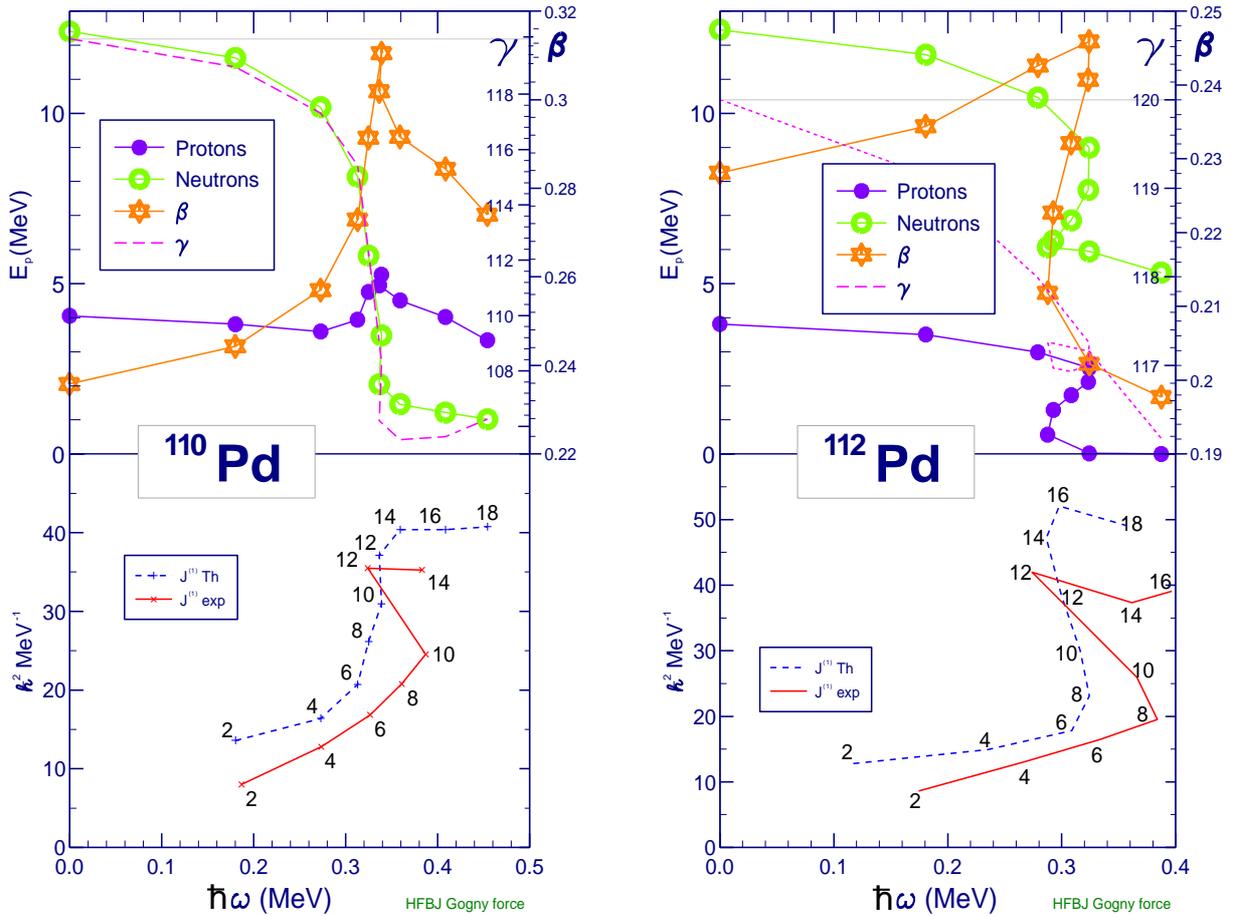


FIG. 7.19 – Calculs HFB avec la méthode du “cranking” pour les noyaux ^{110}Pd et ^{112}Pd . Les courbes en haut représentent les énergies d’appariement neutron et proton, ainsi que les paramètres de déformation β et γ en fonction de la fréquence de rotation. Les courbes en bas comparent les moments d’inertie cinématiques expérimentaux et théoriques.

fréquence de rotation. Ces deux derniers paramètres varient faiblement : $\beta = 0,28 \pm 0,04$, $\gamma = 22^\circ \pm 6^\circ$ (pour le ^{110}Pd) et $\beta = 0,23 \pm 0,02$, $\gamma = 28^\circ \pm 2^\circ$ (pour le ^{112}Pd).

Quant aux énergies d’appariement, elles subissent des variations avec l’augmentation de la fréquence de rotation :

- Pour le noyau ^{110}Pd , on observe, simultanément à l’effet de “backbending”, une diminution de l’énergie d’appariement des neutrons (perte de 11 MeV environ).
- Pour le noyau ^{112}Pd , le même comportement est observé pour les neutrons et, dans une moindre mesure, l’appariement des protons diminue également.

Dans les deux cas, les variations brutales des paramètres de déformation et des énergies d’appariement protons et neutrons sont fortement corrélées à l’effet de “backbending”.

Les énergies des quasiparticules neutrons et protons calculées dans le formalisme HFB-

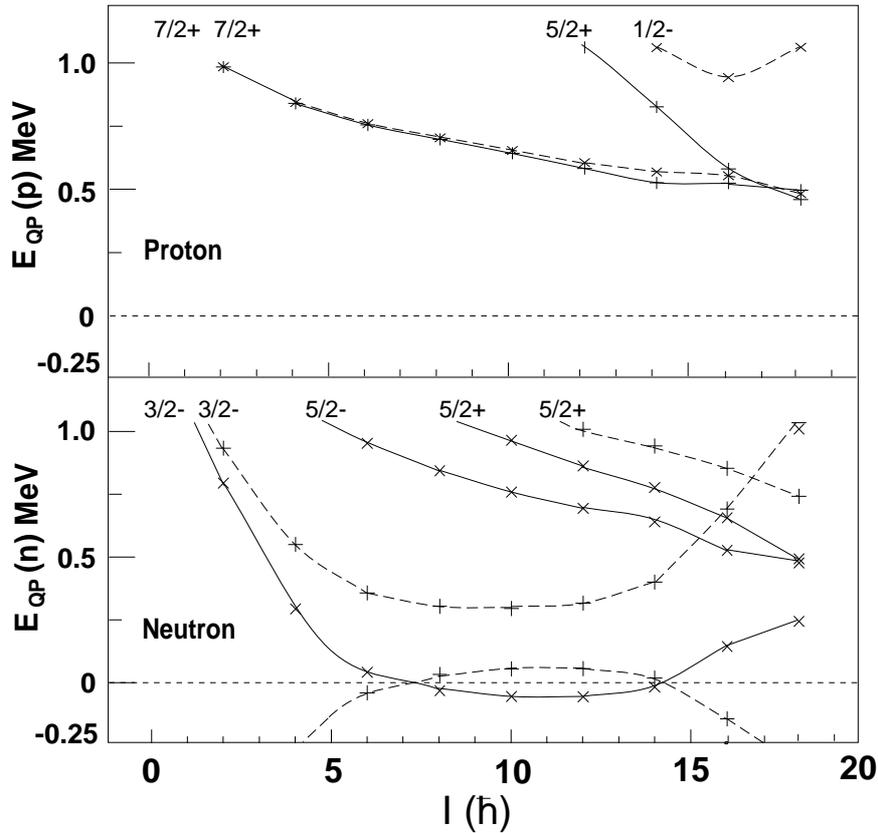


FIG. 7.20 – Calculs des énergies des quasiparticules neutron et proton en fonction du moment angulaire du noyau, pour le ^{112}Pd . La projection du moment angulaire et la parité sont données pour l'état fondamental des quasiparticules.

cranking et pour le noyau ^{112}Pd sont présentées en fonction de la fréquence de rotation dans la figure 7.20.

Le calcul prédit qu'un état de quasineutron de parité négative avec une projection du moment angulaire égale à $3/2$ devient yrast pour un moment angulaire proche de $8 \hbar$. Pour 66 neutrons, seule l'orbitale $h_{11/2}$ est susceptible d'apporter une parité négative.

Cette excitation particule-trou d'un quasineutron dans un noyau pair-pair est caractéristique de la brisure d'une paire. Pour les quasiprotons, aucune excitation de ce type n'est observée en dessous de $20 \hbar$.

⇒ Les calculs statiques et dynamiques réalisés avec le formalisme "HFB avec contraintes" reproduisent bien les données expérimentales (énergies des états rotationnels, prédiction de l'effet "backbending"). L'étude des énergies des quasiparticules en fonction de la rotation du noyau montre que la bande yrast excitée est construite sur la brisure d'une paire de neutrons dans l'orbitale $h_{11/2}$.

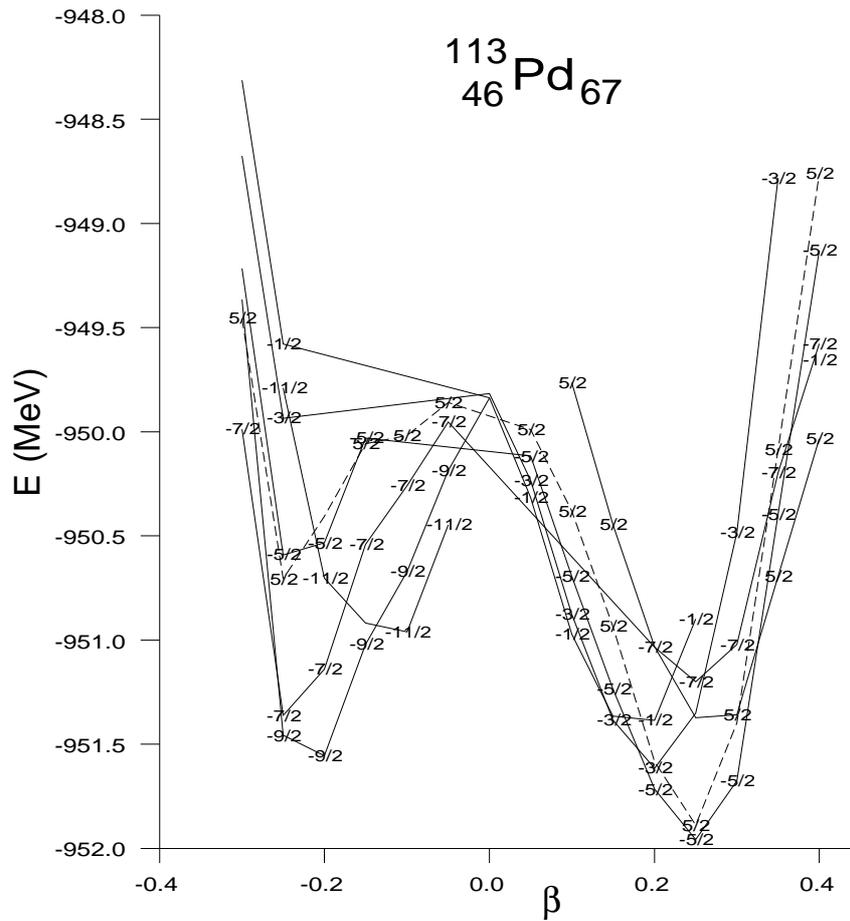


FIG. 7.21 – Calcul des énergies des états des configurations $h_{11/2}$ et $g_{7/2}$ pour différentes valeurs du paramètre de déformation β , pour le noyau ^{113}Pd . Les valeurs données sur les courbes correspondent aux projections des moments angulaires sur l'axe de déformation du noyau.

Calculs HFB-“blocking” pour les noyaux de masse impaire

La figure 7.21 est le résultat d'un calcul HFB utilisant la méthode du “blocking” (voir chapitre 2). Pour différentes valeurs du paramètre de déformation β ($-0,25 \leq \beta \leq 0,4$ avec un pas de 0,025), les quatre états les plus bas en énergie sont placés sur la figure avec leur parité et la projection du moment angulaire sur l'axe de déformation du noyau. On détermine ainsi le minimum de déformation pour un état. Par exemple, l'état $5/2^+$ présente un minimum de déformation pour β compris entre 0,2 et 0,3.

Notons que les états de parité négative et de haut moment angulaire ($7/2$, $9/2$, $11/2$) privilégient une déformation oblate. Cependant, les états les plus bas en énergie sont en faveur d'une déformation prolate ($5/2^-$, $5/2^+$).

Ce calcul a été réalisé pour les isotopes de palladium de masse A impaire avec A comprise

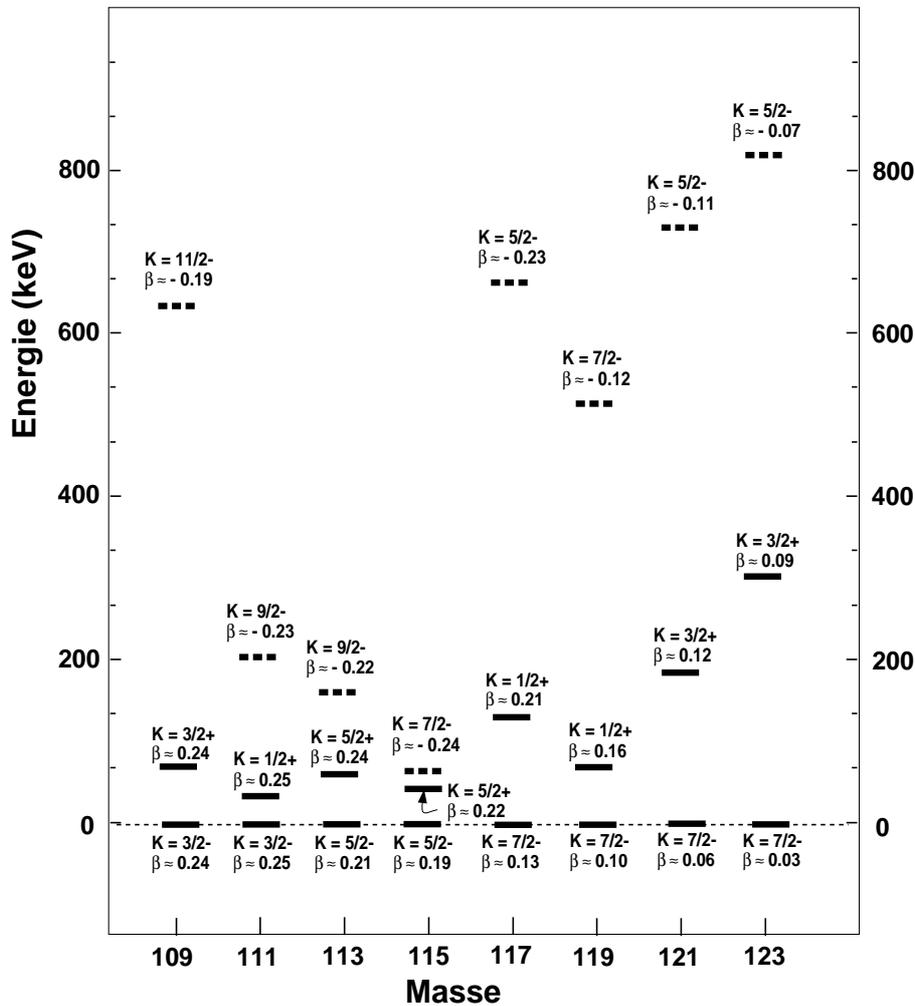


FIG. 7.22 – Positions relatives des premiers états oblates (de parité négative) par rapport aux premiers états prolates (de parité positive), pour les isotopes de palladium de masse A comprise entre 109 et 123 u.m.a.. Les états de plus basse énergie de ces noyaux sont tous prolates et de parité négative. La valeur du paramètre de déformation β est également donnée.

entre 109 et 123 u.m.a.. La figure 7.22 présente pour cette systématique, le premier état avec une déformation prolate et de parité positive³ ainsi que le premier état avec une déformation oblate.

Pour tous ces noyaux, l'état le plus bas en énergie prédit, possède une parité négative, alors qu'expérimentalement, les états fondamentaux ont tous été proposés avec une parité positive (jusqu'au ^{117}Pd). Cependant, le premier état prolate de parité positive reste plus bas

³Nous montrons l'état le plus bas en énergie avec une parité positive, car expérimentalement, les isotopes de palladium de masse impaire possèdent un état fondamental de parité positive (pour A comprise entre 109 et 117).

en énergie que le premier état de déformation oblate (toujours prédit de parité négative) et ceci, pour tous les noyaux calculés.

Le paramètre de déformation est calculé pour chacun de ces états. Celui-ci diminue continuellement pour les états de déformation prolata comme oblate avec le nombre de neutrons croissants.

⇒ Aucune transition de forme prolata vers oblate n'est proposée par notre calcul dans le formalisme HFB-“blocking”. Une déformation oblate est cependant prédite à basse énergie, 150 keV, 90 keV et 10 keV, pour les isotopes ^{111}Pd , ^{113}Pd et ^{115}Pd respectivement. De plus, la forme du noyau tend vers une forme sphérique lorsque le nombre de neutrons augmente.

7.3 Conclusion

La systématique des isotopes de palladium riches en neutrons a été améliorée par l'observation de nouvelles transitions dans les noyaux $^{112,113,114,115}\text{Pd}$ et, pour la première fois, des transitions ont été mesurées dans le noyau ^{118}Pd .

Les remarquables similitudes entre les isotones de palladium et de xénon (figure 7.9), l'évolution lente des états de basse énergie (figure 7.10) et de la collectivité (figure 7.11), ainsi que l'étude des effets de “backbending” (figures 7.14 et 7.15), suggèrent qu'aucune transition de forme ne se produit dans cette systématique et que les bandes yrasts excitées sont construites sur des états neutrons $h_{11/2}$.

Cette interprétation est supportée par des calculs statiques et dynamiques effectués dans le formalisme HFB avec contraintes. Aucune transition de forme n'est prédite jusqu'à la masse $A = 123$ u.m.a. et tous les isotopes de palladium riches en neutrons produits dans la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ sont proposés de forme prolata où la configuration $\nu(h_{11/2})$ joue un rôle important.

La transition de forme proposée par les calculs de Möller *et al.* [Mol81], [Mol95], ainsi que l'étude expérimentale et les calculs réalisés par Aryaeinejad *et al.* [Ary93], sont donc réfutés par ces travaux de recherche. Ces résultats ont donné lieu à une publication [Hou99].

Conclusion

La réaction de fission induite ^{12}C (à 90 MeV) + ^{238}U s'est révélée être un excellent outil pour produire des noyaux riches en neutrons.

Des expériences réalisées à l'aide des multidétecteurs EUROBALL III et SAPHIR III, à Legnaro (Italie) et à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, ont apporté des informations sur la dynamique de cette réaction de fission et permis l'étude de la structure nucléaire des noyaux riches en neutrons via leur spectroscopie γ .

La complexité des spectres en énergie recueillis lors de nos expériences nécessite un traitement rigoureux des données. Afin d'optimiser le rapport "Pic-sur-Total", nous proposons une nouvelle méthode d'analyse des données collectées par les détecteurs "Clusters", qui améliore très nettement ce rapport.

Nous montrons également que l'utilisation d'un détecteur de fragments de fission en association avec la spectroscopie γ apporte des informations complémentaires sur la réaction étudiée. Le projet SAPHIR répond aux attentes des expérimentateurs qui souhaitent étudier les corrélations entre la dynamique de la réaction et la spectroscopie γ et/ou posséder une meilleure sélectivité des événements.

Par exemple, les mesures des énergies cinétiques des fragments de fission que nous avons réalisées pour la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$, ont montré le caractère bimodal de cette réaction de fission : la distribution en masse des fragments est préférentiellement symétrique pour les grandes énergies d'excitation des fragments et asymétrique pour les plus faibles énergies d'excitation. Il est alors possible de conditionner la mesure des rayonnements γ par un mode de fission.

Afin de calibrer les cellules photovoltaïques, nous avons déterminé leurs coefficients universels utilisés pour la méthode dite "calibration de Schmitt".

Notons également que l'électronique intégrée développée pour un détecteur de type SAPHIR facilite un couplage avec d'autres détecteurs, tel que EUROBALL IV.

Les multiples voies de sortie de la réaction $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ conduisent à la production de plusieurs centaines de noyaux riches en neutrons dans une grande région de masse qui s'étend sur environ 34 séries isotopiques et propose des systématiques sur 10 u.m.a. pour un noyau de charge Z donné. Cette région est légèrement moins exotique que celle peuplée par la fission spontanée du ^{252}Cf (translatée de 2 à 4 neutrons vers la ligne de stabilité) ; mais en contrepartie, elle donne accès à une région de masse très peu étudiée car difficile à atteindre : celle située sous la couche $Z=50$, incluant les isotopes de palladium, d'argent, de cadmium et d'indium.

Aussi, avons nous porté un intérêt tout particulier à cette région de masse quasi-inexplorée

à la recherche de caractéristiques inattendues et également afin de tester certaines prédictions théoriques.

Nous avons recherché des états de période longue (entre 50 ns et quelques μs) qui pourraient suggérer une “anomalie” dans la structure du noyau concerné, telle que par exemple un isomérisme de forme. De nouveaux états isomériques ont été observés, en particulier dans les noyaux près des couches fermées $Z=50$ et $N=82$. Les périodes ont été mesurées avec une assez bonne précision grâce au détecteur SAPHIR III.

Cependant, aucun état isomérique à haute énergie d’excitation n’a été observé parmi les isotopes déformés ($0,2 < \beta < 0,3$) de palladium, d’argent et de cadmium.

Une étude poussée des isotopes de palladium a permis d’observer pour la première fois une bande rotationnelle construite sur l’état fondamental de l’isotope très riche en neutrons : le ^{118}Pd . La systématique observée pour notre réaction de fission, s’étend du noyau ^{108}Pd au noyau ^{118}Pd . Des bandes rotationnelles construites sur l’orbitale $\nu h_{11/2}$ sont, également pour la première fois, proposées dans les isotopes ^{113}Pd et ^{115}Pd , et les schémas de niveaux partiels des isotopes ^{112}Pd et ^{114}Pd ont été améliorés à plus hauts moments angulaires.

Les effets de “backbending” observés dans tous les noyaux de cette systématique sont interprétés comme l’alignement d’une paire de neutrons $h_{11/2}$. Une déformation prolata est proposée pour ces noyaux et la transition de forme prolata vers oblate, suggérée par certains calculs et une expérience, n’a pas été confirmée. De plus, des nouveaux calculs HFB réalisés pour cette systématique sont en accord avec nos observations expérimentales et ne prédisent, également, aucune transition de forme pour ces noyaux.

De nombreuses questions restent ouvertes sur les noyaux très riches en neutrons. La première est certainement : “où se situe la “drip-line” neutron ?”. Les mesures de masse des noyaux qui permettront de déterminer cette limite, offriront alors un test très important aux différents modèles théoriques.

On peut également se demander ce que deviennent les nombres magiques ou encore l’évolution de l’interaction spin-orbite loin de la stabilité, comment évolue la forme de ces noyaux exotiques ? ou encore, quel est le comportement de la matière neutronique, les noyaux très exotiques ont-ils une “peau” de neutrons ?

Des tentatives de réponse seront certainement données dans les prochaines années à l’aide des faisceaux exotiques riches en neutrons qui seront disponibles auprès du réacteur de Munich FRM-II et au GANIL de Caen (projet SPIRAL II). La structure nucléaire sera sondée avec de meilleures sensibilité et efficacité grâce à la future génération de spectromètre γ : EXOGAM, EUROTRACK et l’utilisation de détecteurs additionnels.

ANNEXES

coucou

Annexe A

Schémas de niveaux partiels des isotopes de palladium $108 \leq A \leq 118$

coucou

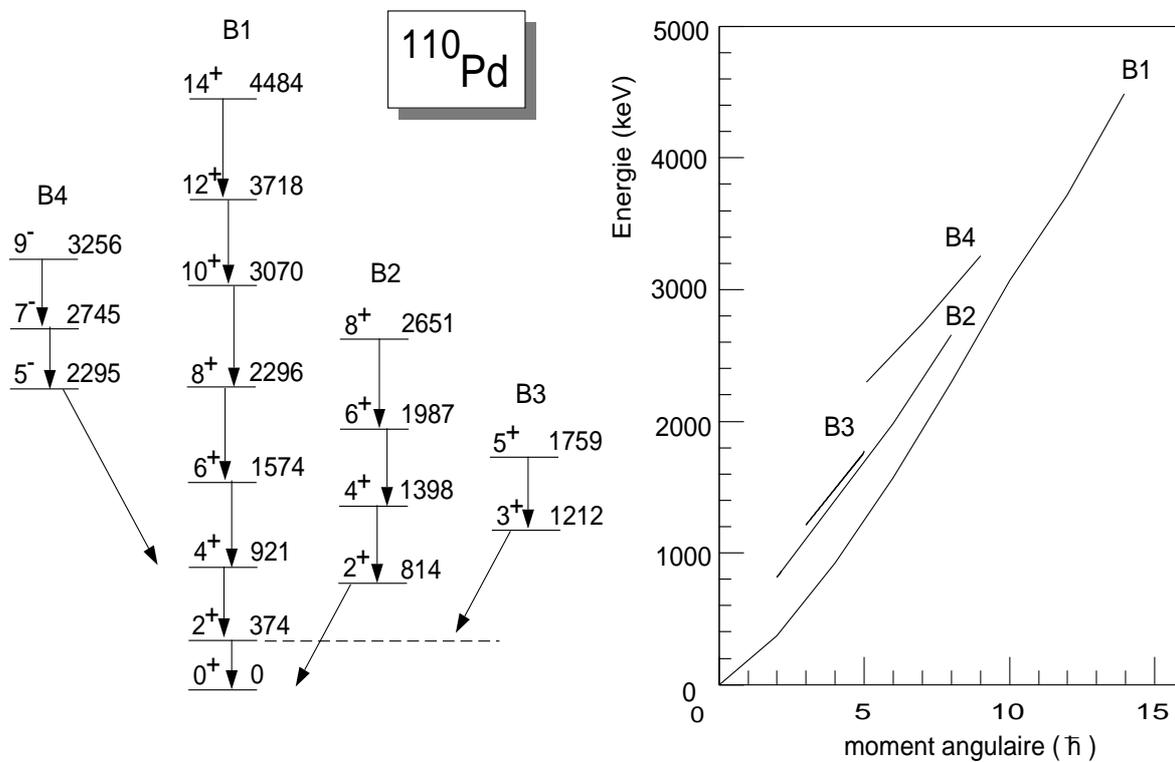
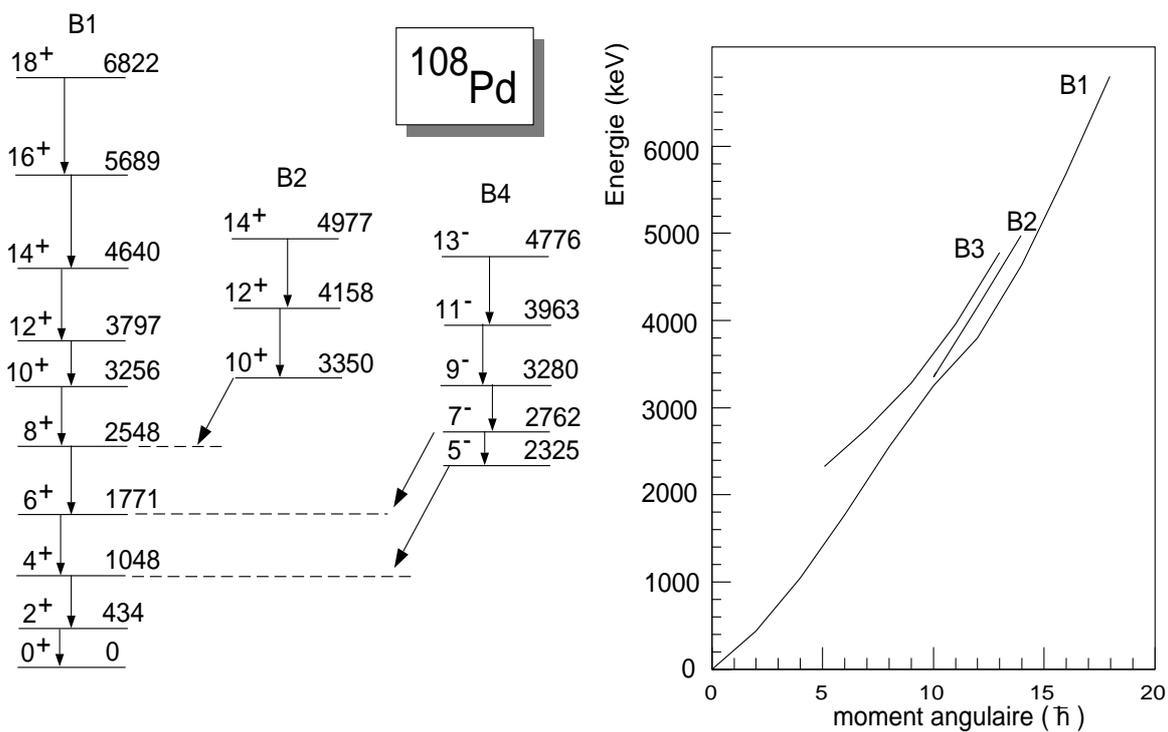


FIG. 7.23 – 108 et 110.

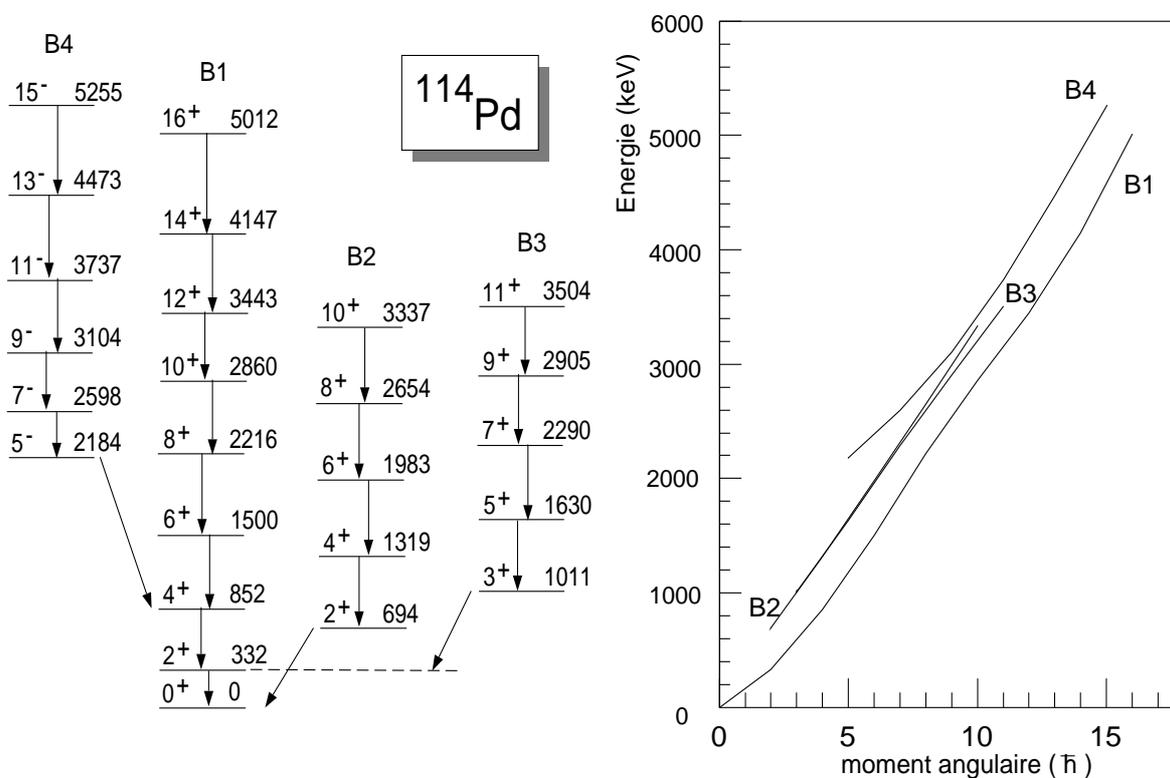
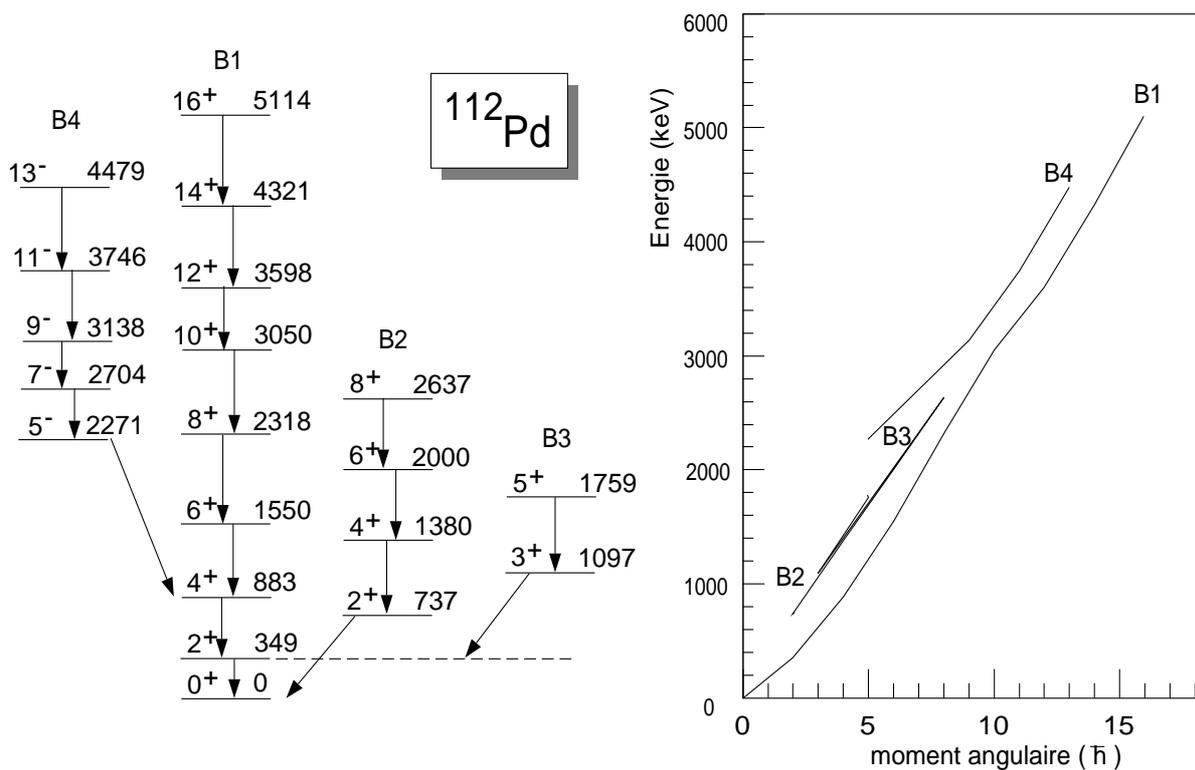


FIG. 7.24 – 112 et 114.

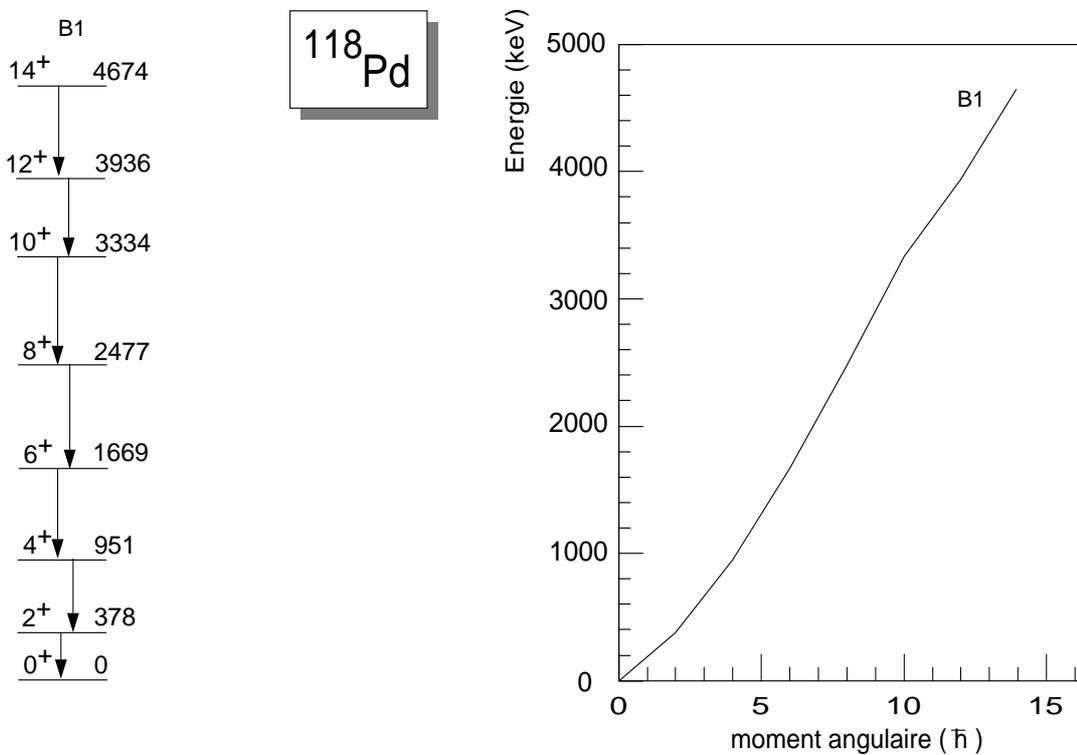
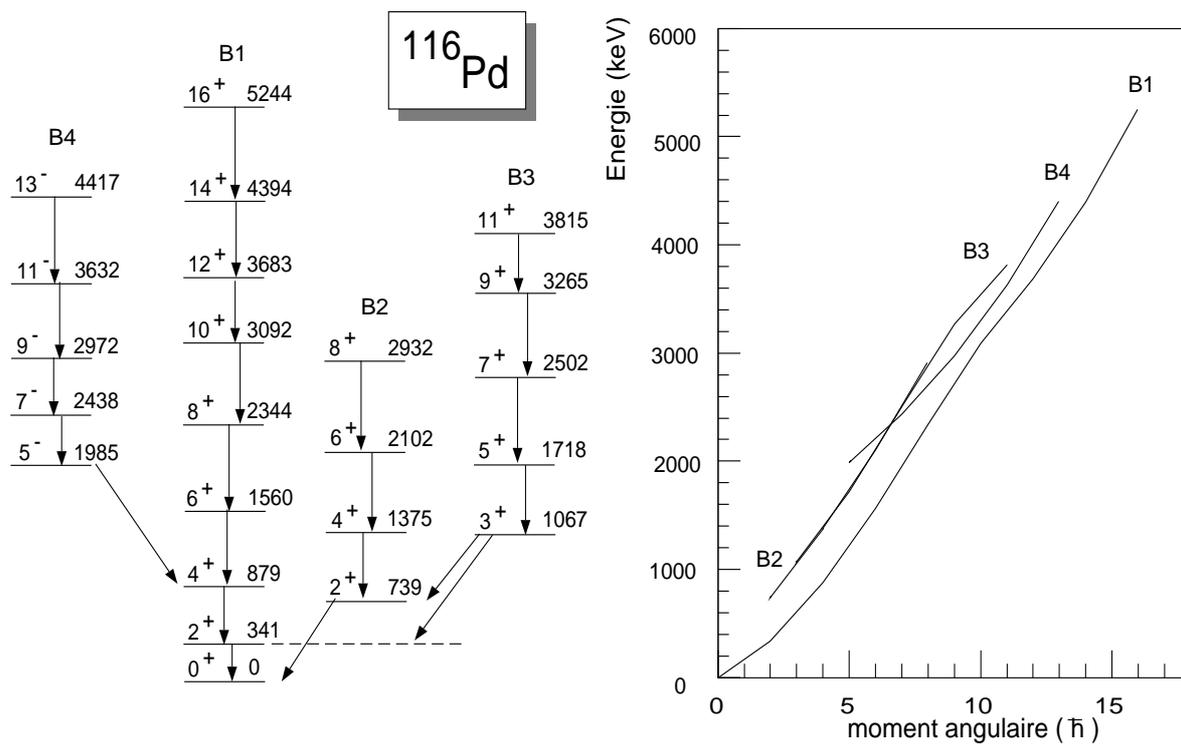


FIG. 7.25 – 116 et 118.

COUCOU

Annexe B

Transmission des rayonnements γ à travers les cellules photovoltaïques

coucou

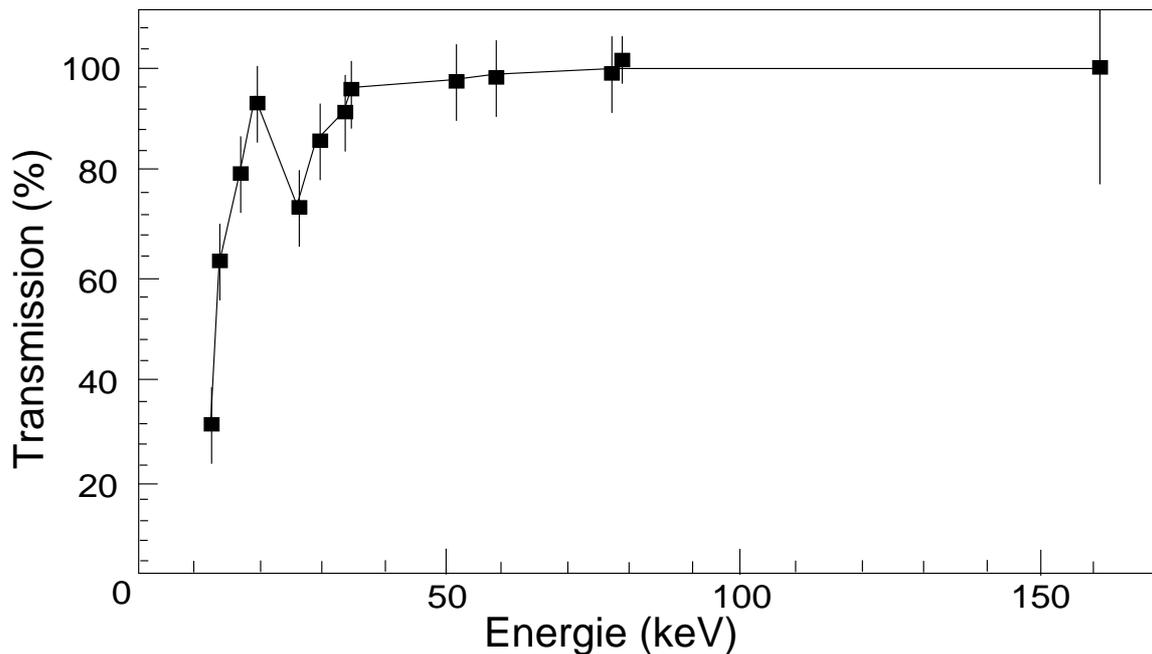


FIG. 7.26 – Transmission des rayonnements à travers une cellule photovoltaïque composée de silicium monocristallin, d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ (cellule "type 2", figure 4.1).

La transmission des rayonnements X et γ de faible énergie a été étudiée à l'aide d'un détecteur au germanium de type "Leps" (Low Energy Photon Spectrometer) et de deux sources radioactives : ^{241}Am et ^{133}Ba .

La figure 7.26 montre que la transmission des rayonnements d'énergie supérieure à 80 keV est de 100 %, tandis qu'en dessous de 20 keV, elle chute rapidement et atteint seulement 30 % pour des rayonnements d'énergie 13 keV.

On remarque également une diminution de la transmission entre 20 et 30 keV due à la capture radiative de la couche électronique K des atomes d'argent qui recouvrent la face arrière de la cellule photovoltaïque utilisée.

coucou

Annexe C

Nouveaux états isomériques proposés dans quelques noyaux

coucou

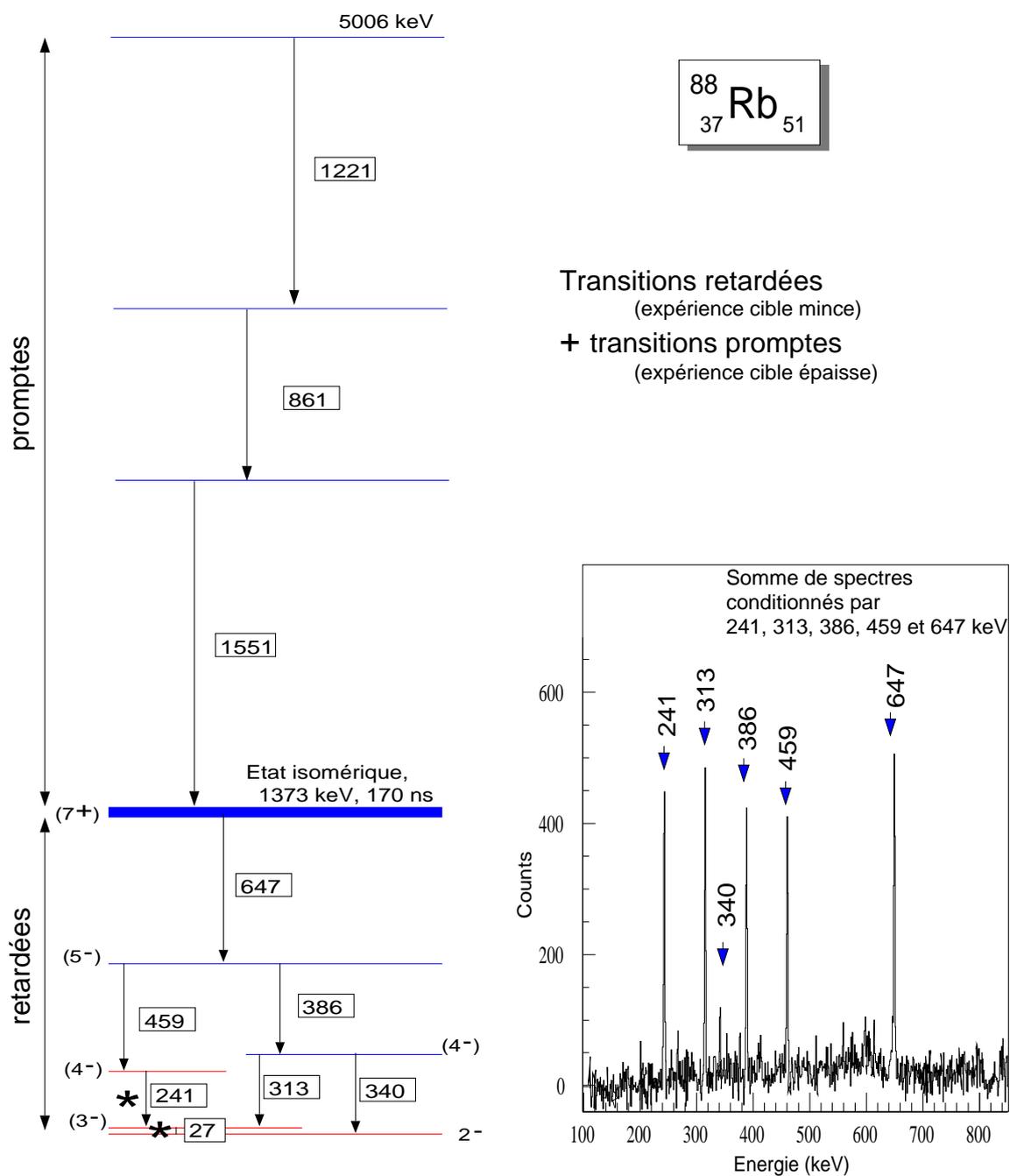


FIG. 7.27 – Nouvel état isomérique proposé dans le noyau ^{88}Rb ; Trois nouvelles transitions sont également proposées au-dessus de l’isomère. Les transitions labellées par le symbole $*$, étaient connues auparavant.

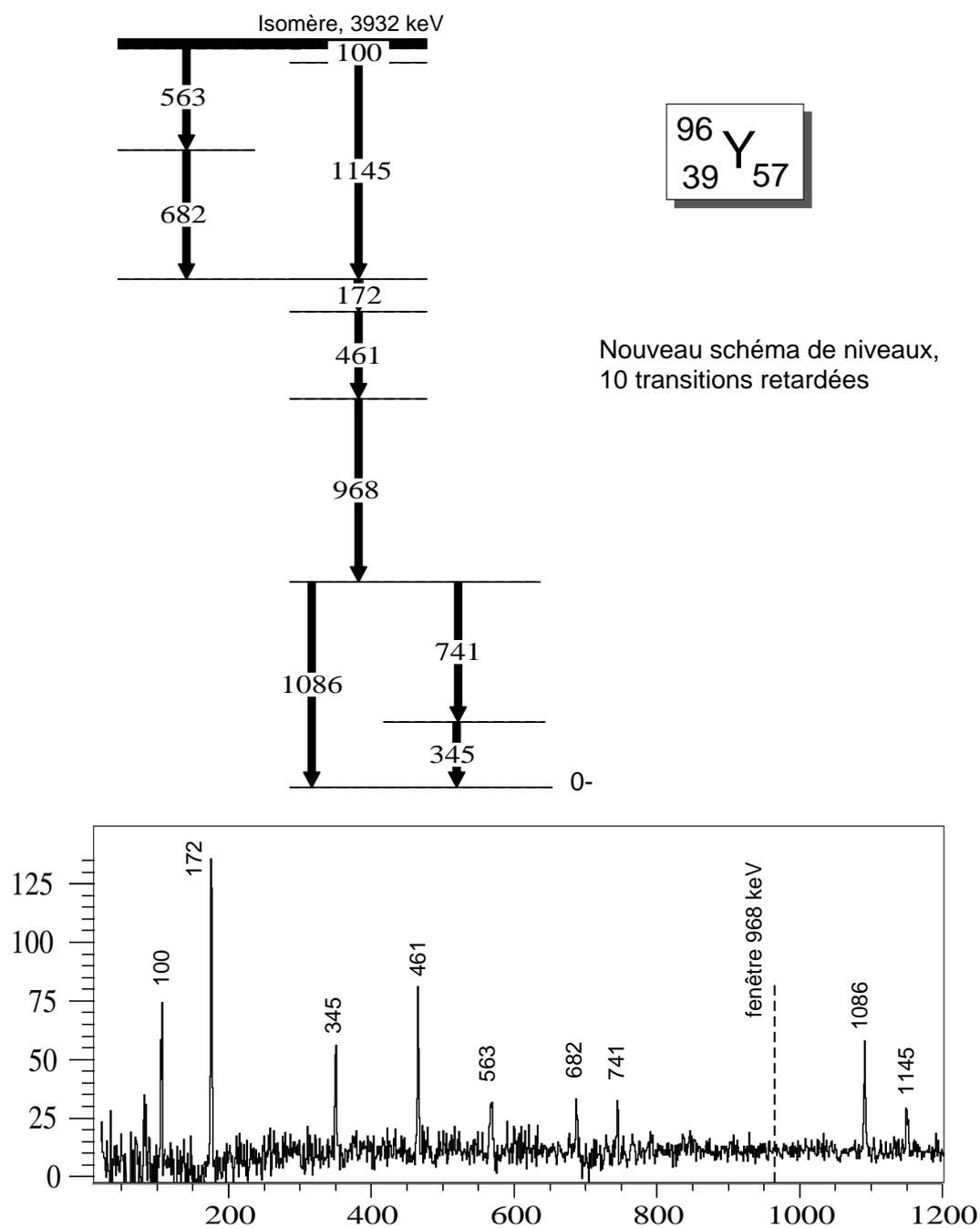


FIG. 7.28 – Nouvel état isomérique proposé dans le noyau ${}^{96}\text{Y}$; Aucune de ces transitions n'a été observée auparavant.

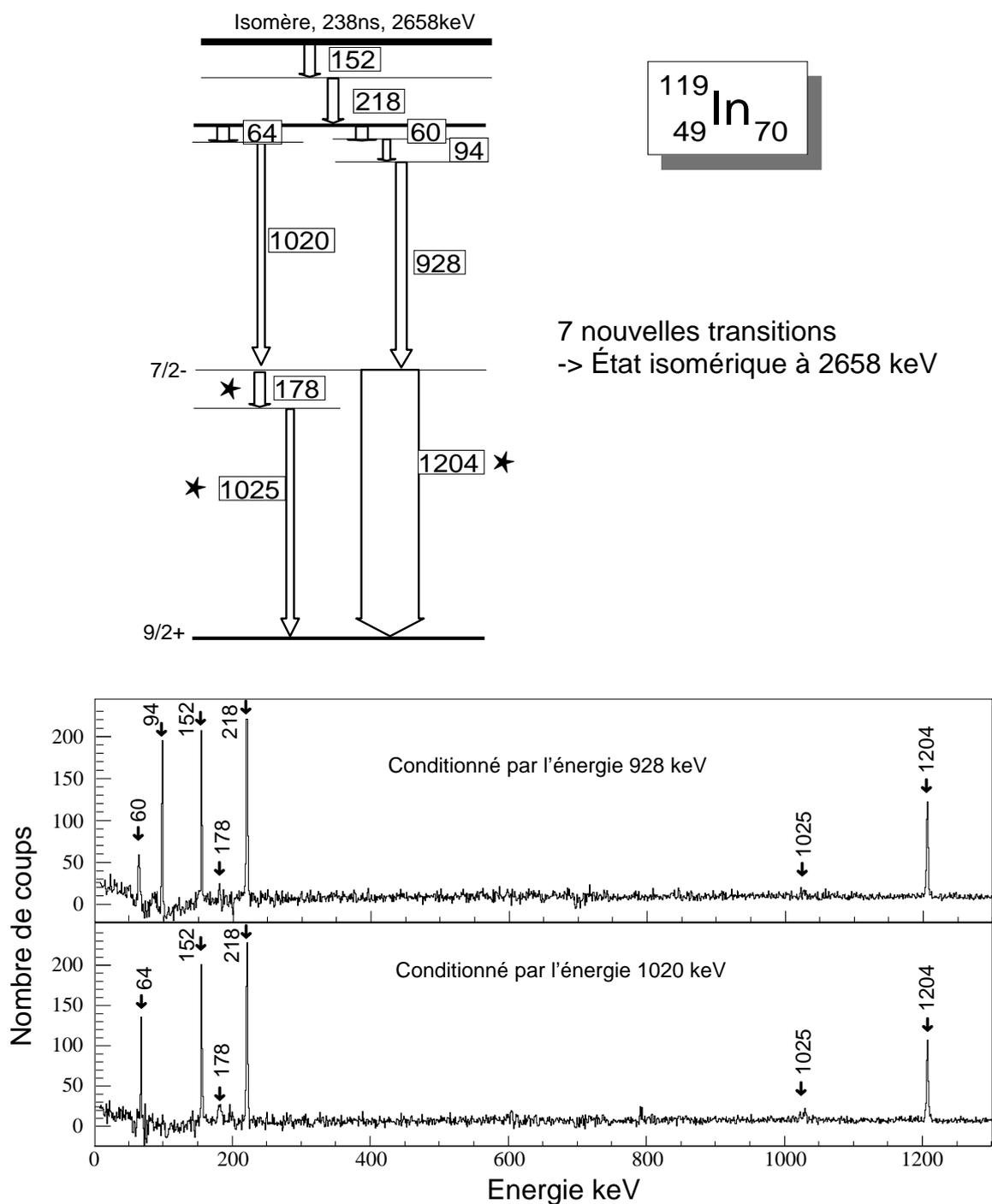


FIG. 7.29 – Nouvel état isomérique dans le noyau ^{119}In . Les transitions labellées par le symbole \star , étaient connues auparavant.

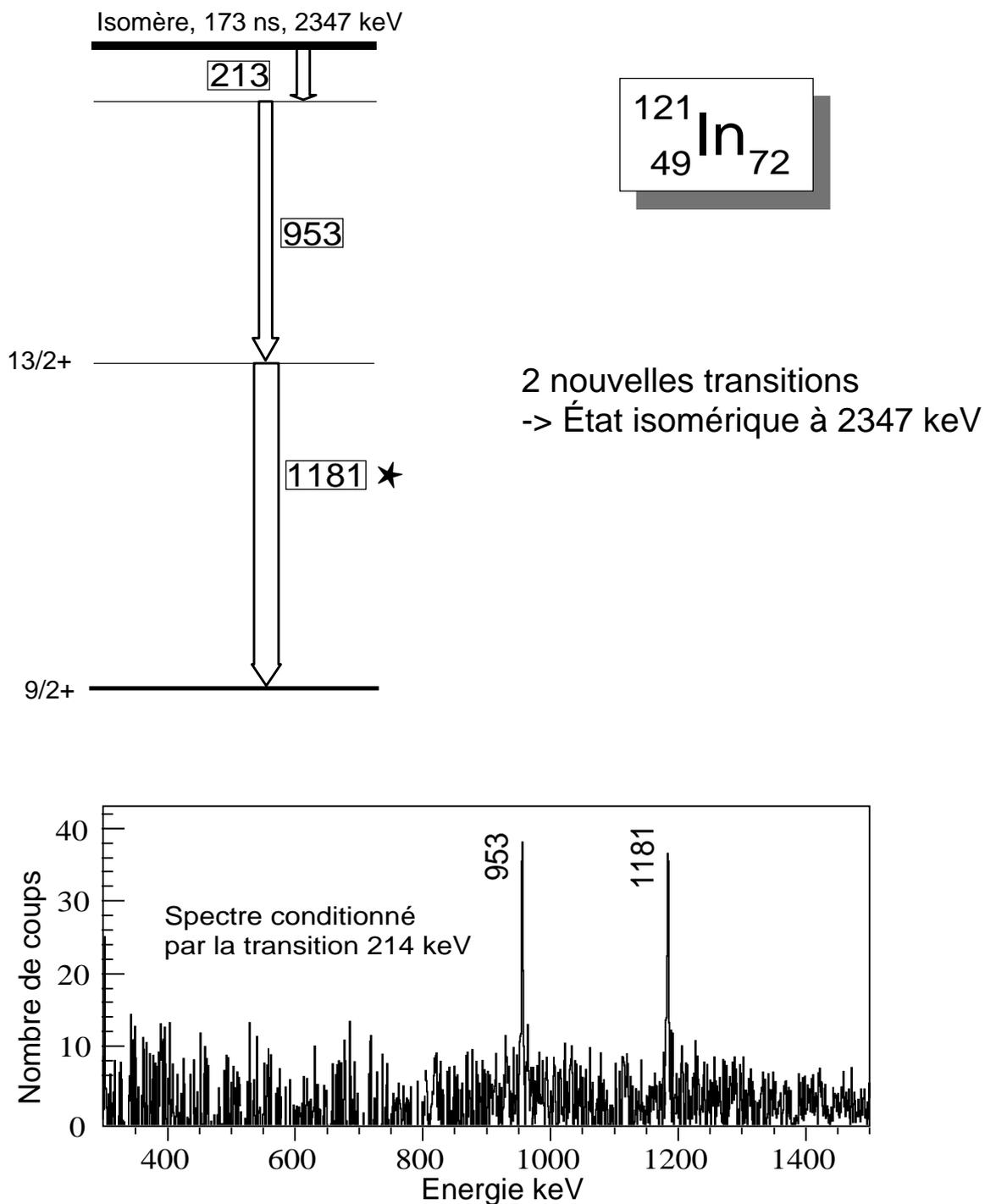


FIG. 7.30 – Nouvel état isomérique dans le noyau ^{121}In . La transition labellée par le symbole $*$, était connue auparavant.

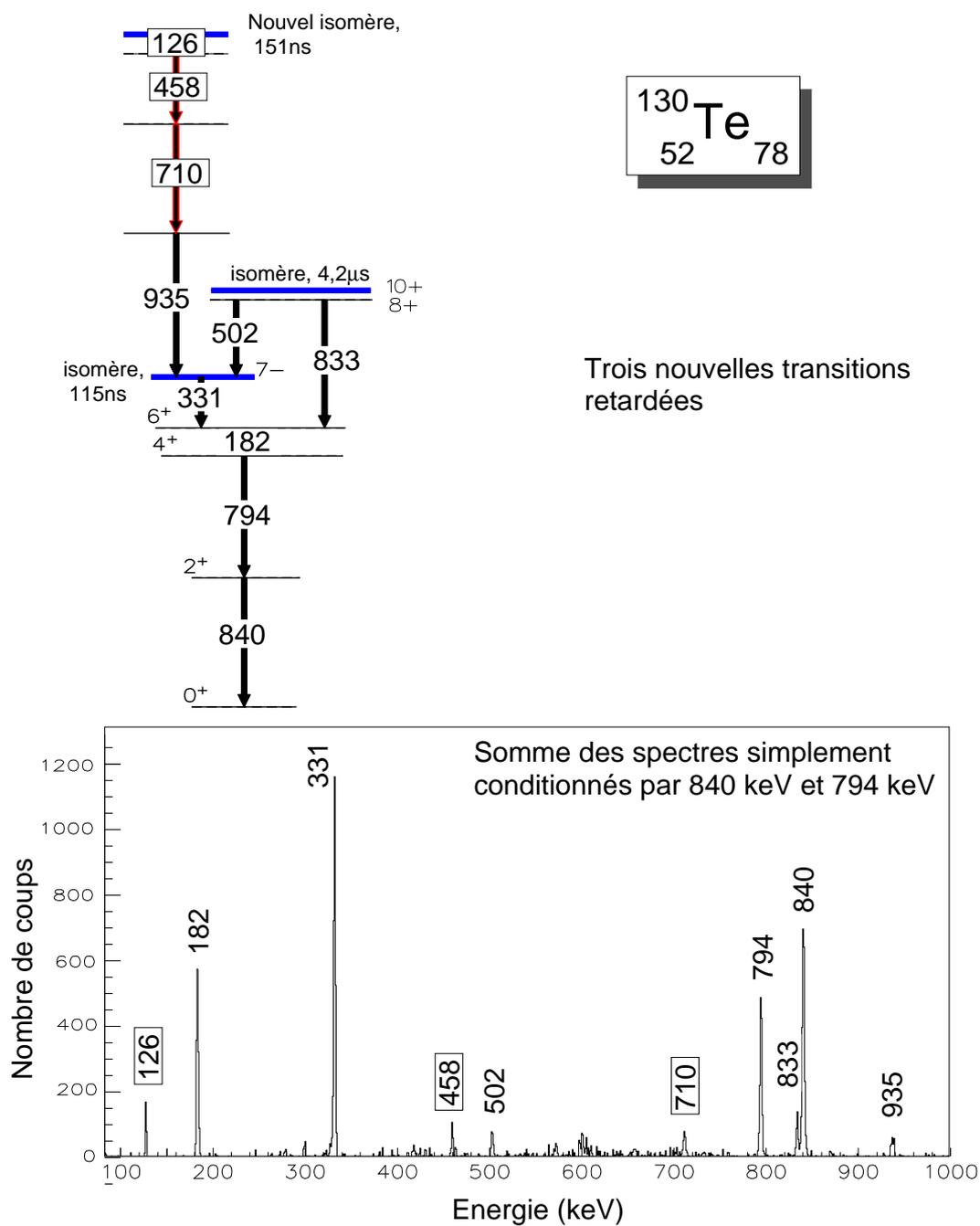


FIG. 7.31 – Nouvel état isomérique proposé dans le noyau ^{130}Te ; Trois nouvelles transitions sont proposées sous l'isomère.

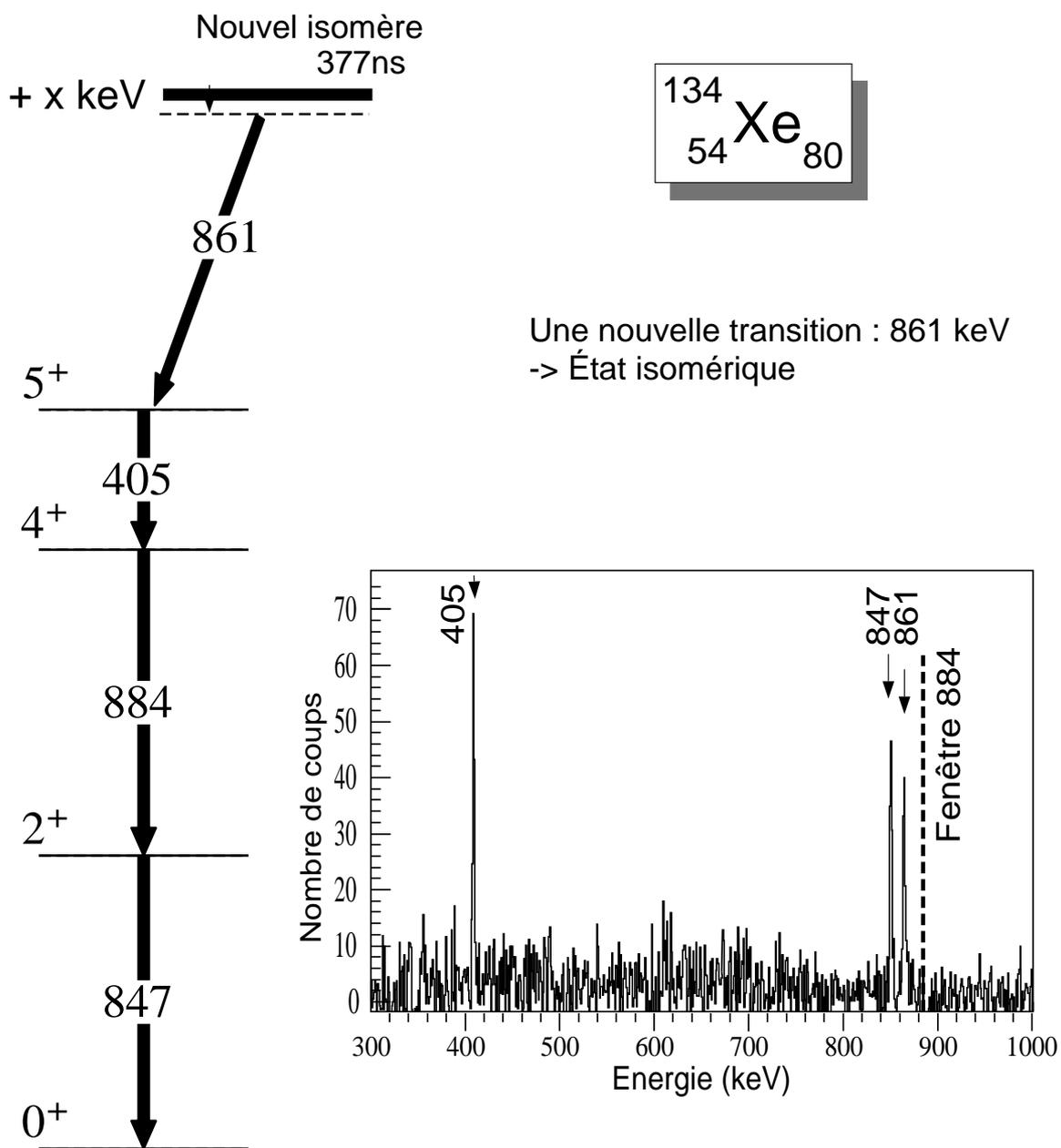


FIG. 7.32 – Nouvel état isomérique proposé dans le noyau ^{134}Xe .

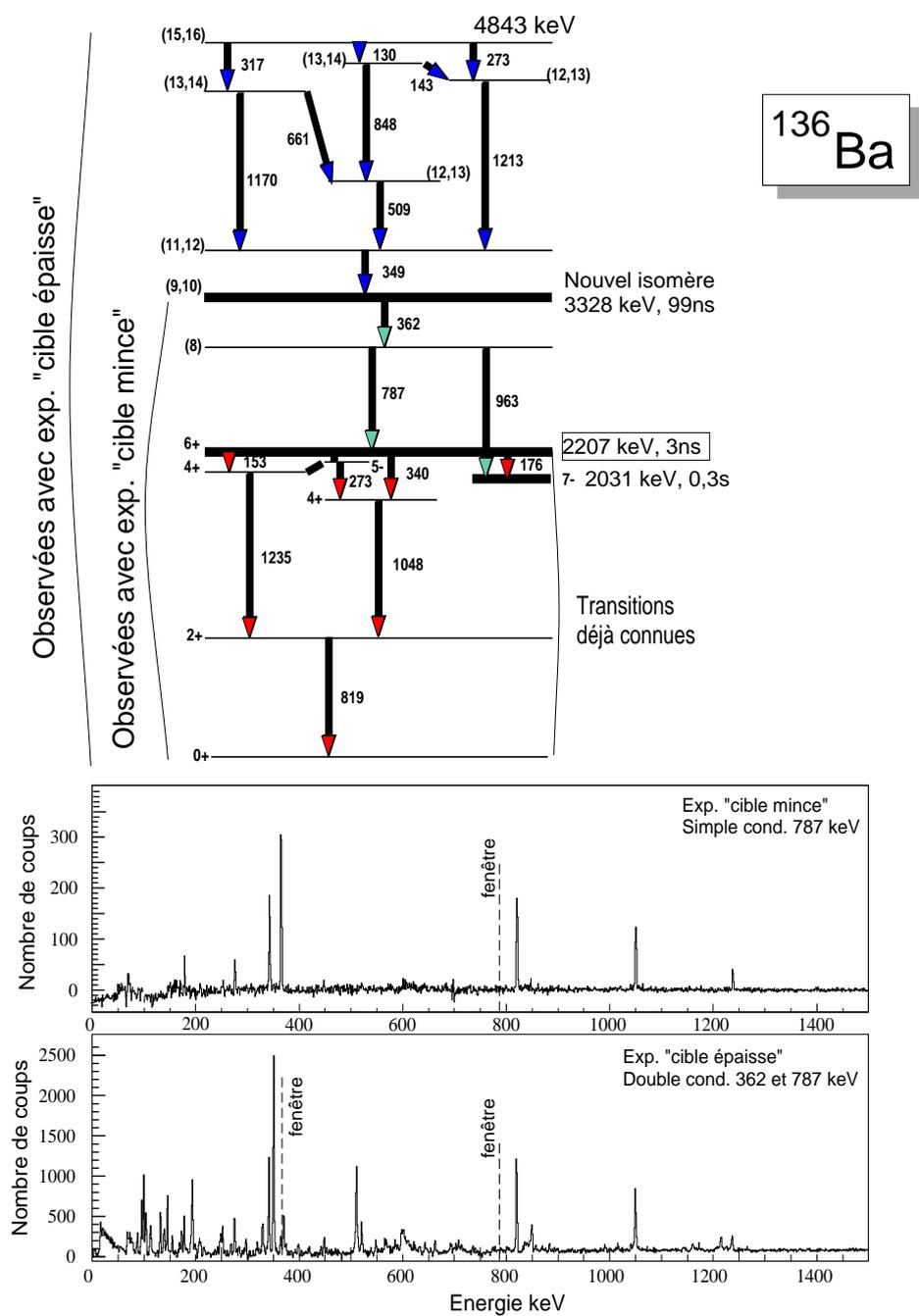


FIG. 7.33 – Nouvel état isomérique proposé dans le noyau ^{136}Ba ; Des nouvelles transitions sont également proposées au-dessus de l'isomère.

COUCOU

Bibliographie

- [Abd87] Y. Abdelrahman *et al.*, Physics Letters **199B**, 504 (1987).
- [Ahm95] I. Ahmad and W.R. Phillips, Rep. Prog. Phy. **58**, 1415 (1995).
- [Aji91] N.N. Ajitanand *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **300**, 354 (1991).
- [Ant83] B. Antolkovic *et al.*, Nuclear Physics **A394**, 87 (1983).
- [Ars69] D.A. Arseniew *et al.*, Nuclear Physics **A139**, 269 (1969).
- [Ary93] R. Aryaeinejad *et al.*, Physical Review **C48**, 566 (1993).
- [Aud95] G. Audi et A.H. Wapstra, Nuclear Physics **A595**, 409 (1995).
- [Ays88] J. Äystö *et al.*, Phys. Lett. **201B**, 211 (1988).
- [Ays99] J. Äystö, Proceedings of the International Conference on Fission and Neutron-rich Nuclei, St Andrews (Scotland), 1999, à paraître.
- [Boh39] N. Bohr et J.A. Wheeler, Physical Review **56**, 426 (1939).
- [Boh53] A. Bohr and B. Mottelson, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd 27, No 16 (1953).
- [Cho81] P. Chowdhury *et al.*, Physical Review **C23**, 733 (1981).
- [Cle86] H.-G. Clerc *et al.*, Nuclear Physics **A452**, 277 (1986).
- [Cur99] D. Curien, communication privée.
- [Dec80] J. Dechargé and D. Gogny, Physical Review **C21**, 1568 (1980).
- [Duh92] M.-C. Duh *et al.*, Nuclear Physics **A550**, 281 (1992).
- [Dur90] J.L. Durell, *Proceedings of the International Conference on Spectroscopy of Heavy Nuclei*, Inst. Phys. Conf. Ser. No 105, Crete, Greece 1989, 307, (1990).
- [Dur93] I. Düring *et al.*, *Proceedings of the International Workshop High resolution spectroscopy of fission fragments, neutrons and γ -rays*, Dresden, Germany, Feb. 1-2 (1993).
- [Ebe94] J. Eberth, *Proc. International Conference on Physics from Large γ -ray Detector arrays*, Berkeley, California, M.A. Deleplanque (Lawrence Berkeley Laboratory Report No LBL-35687) (1994).
- [Fir96] R.B. Firestone, *Table of Isotopes*, John Wiley and Sons, (1996).
- [Gau97] C. Gautherin, *Isomérisme nucléaire dans les fragments de fission produits dans la fission spontanée du ^{252}Cf* , Thèse de l'université Blaise Pascal, Clermont Ferrand, (1997).

- [Gav84] A. Gavron *et al.*, Physical Review **C30**, 1550 (1984).
- [Gen99] J. Genevey *et al.*, Physical Review **C59**, 82 (1999).
- [Ger92] J. Gerl and R.M. Lieder, EUROBALL III, European γ -ray facility, december 1992.
- [Ger96] J. Gerl, Slide report of the *EUROBALL Users Meeting*, Université de Padoue, 279 (1996).
- [Gle81] L.E. Glendenin *et al.*, Physical Review **C24**, 2600 (1981).
- [Gra98] H. Graue and the Euroball Ancillary detectors group, Ancillary detectors and devices for EUROBALL, 1998.
- [Hah39] O. Hahn, F. Strassmann, *Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle*. Naturwissenschaften, **27**, 11 (1939).
- [Ham95] J.H. Hamilton *et al.*, *Proc. International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses*, 1995, Arles, France, 487 (1995).
- [Han95] L. Han, *Mise au point d'un nouveau type de compteur germanium : Le détecteur composite. Utilisation du détecteur trefle dans le multidétecteur EUROGAM*, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, (1995).
- [Har65] S.M. Harris, Physical Review **138B**, 509 (1965).
- [Hax49] O. Haxel *et al.*, Physical Review **75**, 1766 (1949).
- [Hil53] D.L. Hill and J.A. Wheeler, Physical Review **89**, 1102 (1953).
- [Hof89] D.C. Hoffman, Nuclear Physics **A502**, 21c (1989).
- [Hos98] I. Hossain *et al.*, Physical Review **C58**, 1318 (1998).
- [Hou98] M. Houry *et al.*, *Proc. International Conference on Nuclear Fission and Fission-Product Spectroscopy*, Seyssins, France, 220 (1998).
- [Hou99] M. Houry *et al.*, European Physical Journal A **6**, 43 (1999).
- [Hsi83] C.-M. Hsieh *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Sci., **NS-29**, No 6, 2018 (1983).
- [Ing54] D.R. Inglis, Physical Review **96**, 1059 (1954).
- [Jin89] 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, (1989).
- [Jon95] P. Jones *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **362**, 336 (1995).
- [Jyf99] JYFL Accelerator News, Université de Jyväskylä, Volume 7, No 1 (1999)
- [Kai77] S. Kailas *et al.*, Physics Report 284, n° 6, 381 (1977).
- [Kno79] G. F. Knoll, *Radiation detection and Measurement*, John Wiley and Sons (1979).
- [Kum67] K. Kumar et M. Baranger, Nuclear Physics **A92**, 608 (1967).
- [Kut98] T. Kutsarova *et al.*, Physical Review **C58**, 1966 (1998).
- [Lia88] E. Liatard *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **267**, 231 (1988).

- [Lou98] F. Louérat, communication privée.
- [May49] M. Goeppert Mayer, *Physical Review* **75**, 1969 (1949).
- [Mic64] A. Michalowicz, *Cinématique des réactions nucléaires*, Dunod, (1964).
- [Midas] Informations sur le site internet : <http://nnsa.dl.ac.uk/MIDAS>.
- [Mol81] P. Möller, J.R. Nix, *At. Data Nucl. Data Tables* **26**, 165 (1981).
- [Mol95] P. Möller *et al.*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **59**, 185 (1995)
- [Mor63] H. Morinaga *et al.*, *Nuclear Physics*, **46**, 210 (1963).
- [Mur86] T. Murakami *et al.*, *Physical Review* **C34**, 1353 (1986).
- [Nil55] S.G. Nilsson, *K. Dan. Vidensk. Selsk. Math.-Fys. Medd* 29, No 16 (1955).
- [Nog64] Y. Nogami, *Physical Review* **B134**, 313 (1964).
- [Pau95] G. Paush *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **365**, 176 (1995).
- [Peh72] R.H. Pehl *et al.*, *IEEE, NS-19*, 265 (1972).
- [Pen93] H. Penttilä *et al.*, *Nuclear Physic* **A561**, 416 (1993).
- [Pen97] H. Penttilä *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **B126**, 213 (1997).
- [Poh96] K.R. Pohl *et al.*, *Physical Review* **C53**, 2682 (1996).
- [Por99] M.G. Porquet, communication privée.
- [Rad95] D.C. Radford, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **361**, 297 (1995).
- [Reg97] P.H. Regan *et al.*, *Physical Review* **C55**, 2305 (1997).
- [Rin80] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag Berlin, (1980).
- [Sch65] H.W. Schmitt *et al.*, *Physical Review* **4B**, 837 (1965).
- [Sch97] J.N. Scheurer *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **385**, 501 (1997).
- [Sch89] W.U. Schröder *et al.*, *Nuclear Physics* **A502**, 473c (1989).
- [Sie79] G. Siegert *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **164**, 437 (1979).
- [Ske99] O. Skeppstedt *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **421**, 531 (1999).
- [Sky59] T.H.R. Skyrme, *Nuclear Physics* **9**, 615 (1959).
- [Tav63] A. Tavendale *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **25**, 185 (1963).
- [The96] Ch. Theisen, Slide report of the EUROBALL Users Meeting, Université de Padoue, 181, (1996).
- [The99] Ch. Theisen, à paraître.
- [Twi86] P.J. Twin, *Physical Review Letters* **57**, 811 (1986).
- [Van73] R. Vandenbosch *et J. R. Huizenga*, *Nuclear fission*, Academic Press (1973).
- [Wei35] C.F. von Weizsäcker, *Zeitschrift für Physik*, **96**, 431 (1935).
- [Wei86] E. Weissenberger *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **248**, 506 (1986).
- [Wil73] J. Wilczynski, *Nuclear Physics* **A216**, 386 (1973).

- [Wil56] L. Wilets et M. Jean, *Physical Review* **102**, 788 (1956).
- [Win89] G. Winter *et al.*, *Zeitschrift für Physik A* **332**, 33 (1989).
- [Won73] C.Y. Wong, *Physical Review Letters* **31**, 766 (1973).
- [Zha98] C.T. Zhang *et al.*, *Nuclear Physics A* **628**, 386 (1998).
- [Zie77] J. F. Ziegler, *Stopping Powers and Ranges*, vol. 5, (1997).