

Diplôme d'Etudes Approfondies
Particules, Noyaux, Atomes et Photons

RAPPORT DE STAGE

Audrey Chatillon

Caratérisation d'un détecteur
germanium pour EXOGAM
Spectroscopie gamma du noyau ${}_{100}^{250}\text{Fm}$

sous la direction de Christophe Theisen

Année 2001-2002

Université Claude Bernard Lyon-1

*CEA/Saclay
DSM/DAPNIA/SPhN*

Remerciements

Je voudrais remercier Wolfram Korten de m'avoir accueillie pour mon stage de DEA, et avec lui l'ensemble du groupe Gamma : Christophe Theisen, pour son incroyable disponibilité, ses précieux conseils et surtout sa patience, Yves Le Coz pour m'avoir fait partager ses connaissances avec tellement d'enthousiasme, Alexia Hürstel et Emmanuelle Bouchez pour leur accueil chaleureux, leur soutien et leur gentillesse. Karl Hauschild et Maurycy Rejmund m'ont énormément appris lors de nos conversations. Merci...

Je tiens également à remercier Eric Berthoumieux, dont j'ai partagé le bureau durant 3 mois et qui m'a sans cesse soutenue dans mes déboires avec l'imprimante. Avec lui, je pense également aux neutrons et à leur bonne humeur.

Enfin, j'aimerais remercier Bijan Saghai pour son soutien au sein du service durant mon stage.

Table des matières

Introduction	4
I Caractérisation d'un détecteur germanium segmenté pour EXOGAM	5
1 Description d'EXOGAM	5
2 Les détecteurs clover segmentés	6
2.1 Description	6
2.2 Tests de réception-vérification du cahier des charges	7
2.2.1 Résolution en énergie	8
2.2.2 Rapport pic sur total	8
2.2.3 Efficacité	8
3 Exemples d'utilisation des détecteurs clover segmentés au GANIL	9
3.1 Recherche d'isomères dans le région N=Z autour du ^{72}Kr	10
3.2 Excitation coulombienne du noyau ^{76}Kr	10
II Structure nucléaire du ^{250}Fm par spectroscopie γ	11
4 Rappels sur la rotation nucléaire et la déformation	12
4.1 Modèle de la goutte liquide	12
4.2 Modèle en couches	13
4.3 Méthode Hartree-Fock	15
4.4 Bande rotationnelle	16
5 Présentation de l'expérience	17
5.1 Réaction de fusion-évaporation	17
5.2 Description de Jurosphere et RITU	17
6 Analyse des données expérimentales	19
6.1 Calibration	19
6.1.1 Calibration des détecteurs germanium	19
6.1.2 Correction de l'effet Doppler	19
6.1.3 Calibration du détecteur silicium	20
6.2 Bande rotationnelle par coïncidence recul-gamma	21
6.3 Sélection des reculs par leur décroissance α : méthode RDT	24
6.3.1 Principe	24
6.3.2 Calibration position-position	24
6.3.3 Bande rotationnelle par la méthode RDT	26
6.3.4 Temps de vie	27
6.3.5 Taux de coïncidences fortuites	28

7 Confrontation aux prédictions théoriques	29
7.1 Moment d'inertie dynamique	29
7.2 Moment quadropolaire et déformation	30
Conclusion et perspectives	32
Annexes	32
Annexe A : Rapport de test	33
Annexe B : Démonstration de la formule donnant le temps de vie	50
Annexe C : Estimation du temps de vie α du ^{249}Fm	52
Références	53

Introduction

Ce stage a été effectué au sein du groupe Gamma, au CEA de Saclay dans le service de physique nucléaire. Le groupe s'intéresse à l'étude de la structure nucléaire par spectroscopie γ et électron pour des noyaux appartenant à différentes régions de masse. Trois régions sont privilégiées (autour des noyaux de sélénium et krypton, de plomb et bismuth, et au delà du fermium), pour lesquelles de nombreuses expériences sont réalisées principalement au G.A.N.I.L. (Caen) et à l'université de Jyväskylä (Finlande). L'intérêt du groupe pour la spectroscopie γ , se traduit également par son investissement dans le développement de nouveaux multidétecteurs, comme EXOGAM qui commence cette année ses premières expériences et AGATA, premier détecteur dédié au "tracking" γ , qui sera mis en service dans les 6 prochaines années.

Durant ce stage, j'ai tout d'abord pu me familiariser avec les techniques de détection des rayonnements γ , en réalisant des tests sur un détecteur germanium utilisé à EXOGAM, mais également en participant à 3 expériences qui se sont déroulées à l'I.P.N.Orsay en Février, et au G.A.N.I.L. en Mai et en Juin.

J'ai également eu l'opportunité de pouvoir analyser une expérience portant sur le noyau de ${}_{100}^{250}\text{Fm}$. Cette expérience, qui s'est déroulée à Jyväskylä en Septembre-Octobre 2001, s'inscrit dans le cadre des recherches effectuées sur les transfermiums (noyaux ayant $Z \geq 100$). Le comportement de ces noyaux est surprenant : les premières expériences réalisées ont montré qu'ils possèdent une grande déformation ($\beta \sim 0.27$) et restent très stables, ce qui est certainement dû aux effets de couches. Le ${}^{250}\text{Fm}$ n'avait pour l'instant été observé que dans son état fondamental 0^+ . Le but ici, est d'étudier les propriétés d'excitations collectives de ce noyau, en mettant en évidence sa bande rotationnelle, et en déterminant son moment quadrupolaire et sa déformation. Ces valeurs doivent ensuite être confrontées avec celles trouvées dans les expériences réalisées précédemment, mais également avec celles obtenues par les théoriciens, afin de mieux comprendre la structure de ces noyaux lourds.

Première partie

Caractérisation d'un détecteur germanium segmenté pour EXOGAM

La spectrométrie γ est un outil majeur pour étudier la structure nucléaire. Dans les expériences auprès de multidétecteurs, des noyaux excités sont généralement produits au cours d'une réaction faisceau sur cible. L'analyse des rayonnements γ , émis lors de la désexcitation des noyaux fournit les informations nécessaires à l'étude de la structure nucléaire.

Dans cette première partie, les caractéristiques d'EXOGAM et des détecteurs qui le composent, les clovers segmentés, sont brièvement décrites. Les tests de réception effectués sur un de ces détecteurs sont ensuite présentés. Un rapport de tests complet est quant à lui donné en annexe A. Finalement, les expériences utilisant les détecteurs segmentés auxquelles j'ai participé sont décrites.

1 Description d'EXOGAM

EXOGAM est un multidétecteur de rayonnement γ , construit dans le cadre d'une collaboration européenne et dédié aux faisceaux radioactifs de S.P.I.R.A.L. (Système de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne) situé au G.A.N.I.L. (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds). Ce spectromètre contiendra 16 détecteurs germanium de type *clovers* (trèfles) segmentés, dont la géométrie est présentée sur la figure FIG. 1. L'utilisation de cristaux de germanium hyperpurs est indispen-

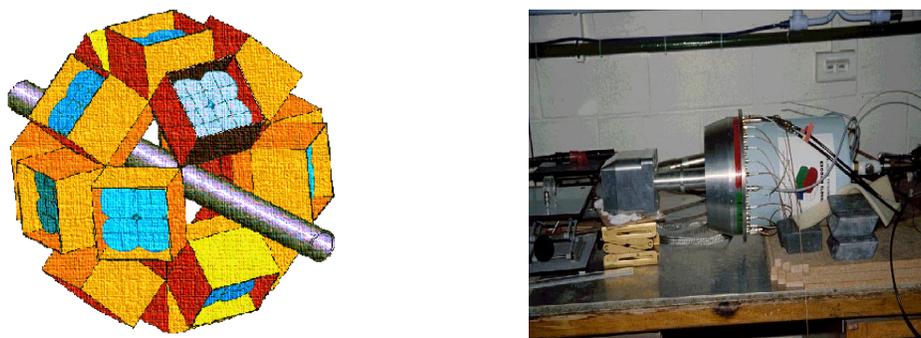


FIG. 1 - *A gauche : le spectromètre EXOGAM, boule de 16 clover segmentés dédié aux faisceaux radioactifs de S.P.I.R.A.L. A droite : banc de tests du détecteur clover segmenté EXOGAM.*

sable à la détection des rayons γ : la section efficace d'interaction des photons avec la matière est une fonction croissante de Z ; et le germanium présente l'avantage

d'avoir un numéro atomique élevé ($Z=32$). Les grandes dimensions des clovers ainsi que la faible distance qui les sépare de la cible permettent aux clovers de couvrir un large angle solide autour de la cible, ce qui améliore la probabilité d'absorption d'un photon dans un cristal de germanium. La probabilité d'avoir plusieurs γ qui soient détectés simultanément dans le même cristal (phénomène d'empilement) n'est pas négligeable par rapport aux multidétecteurs EUROBALL ou GAMMASPHERE. EXOGAM est par conséquent un détecteur idéal pour la détection de cascades de multiplicité moyenne. EXOGAM est donc un spectromètre ayant :

- ▷ *une haute efficacité*: ce paramètre caractérise la probabilité de détecter un photon
- ▷ *un rapport pic-sur-total important* qui traduit la capacité d'isoler un pic du fond
- ▷ *une bonne résolution en énergie*: elle estime l'aptitude à différencier des raies proches en énergie.

2 Les détecteurs clover segmentés

2.1 Description

Un détecteur germanium de type clover segmenté est formé de quatre cristaux de germanium juxtaposés (cf. FIG.2). Chaque cristal, de longueur 90 mm et de diamètre

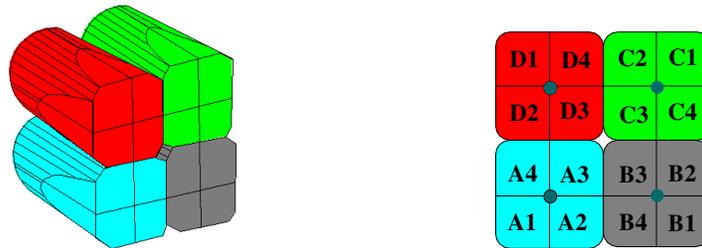


FIG. 2 - Représentation schématique d'un clover segmenté.

60 mm avant usinage, est segmenté électriquement en quatre parties, et possède 5 sorties (ou contacts) connectées à cinq pré-amplificateurs de charge (cf. FIG.3) :

- ▷ un pré-amplificateur pour le contact central, qui délivre un signal donnant l'énergie déposée dans tout le cristal
- ▷ quatre pré-amplificateurs pour les contacts extérieurs, de moins bonne résolution en énergie, qui mesurent l'énergie déposée dans chacun des segments.

L'avantage d'utiliser des gros cristaux de germanium est d'améliorer l'efficacité, mais il s'en suit, lors des expériences, une diminution de la résolution en énergie et du rapport pic-sur-total dues respectivement à l'effet Doppler et au phénomène d'empilement. La solution adoptée est l'augmentation de la granularité, par segmentation électrique des détecteurs.

Diminution de l'élargissement Doppler : les noyaux produits dans un état excité vont émettre des rayonnements γ en vol, dont l'énergie (E_{mes}) mesurée sera

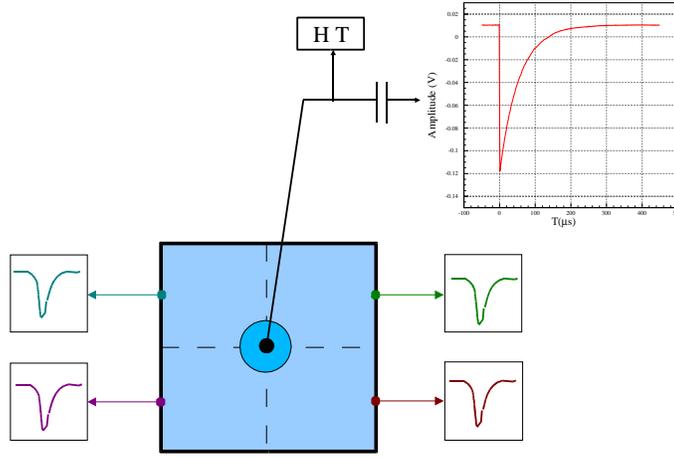


FIG. 3 - *Principe de l'électronique associée à un cristal: cinq signaux sont délivrés.*

différente de l'énergie initiale (E_γ) du photon émis. C'est l'effet Doppler, qui a également pour autre conséquence un élargissement des raies γ , qui diminue la résolution en énergie. L'élargissement Doppler augmente avec l'angle solide ($\Delta\theta$) couvert par le détecteur, mais aussi avec la vitesse de recul v_{recul} du noyau émetteur γ faisant un angle θ avec le détecteur. L'énergie mesurée en fonction de θ et de $\beta = \frac{v_{recul}}{c}$ est :

$$E_{mes} = E_\gamma(1 + \beta \cos\theta) \quad (1)$$

Donc :

$$dE_{mes} = E_\gamma \beta \sin\theta d\theta + E_\gamma \cos\theta d\beta$$

Ainsi, l'élargissement Doppler dû à l'angle solide $\Delta\theta$ du détecteur est :

$$\begin{aligned} (\Delta E_\gamma)_\theta &= E_0 \beta \oint_{Surface} \sin\theta d\Omega \\ (\Delta E_\gamma)_\theta &\approx 2 E_0 \beta \sin\theta \Delta\theta. \end{aligned} \quad (2)$$

Réduire l'angle solide en utilisant de plus petits cristaux, reviendrait à diminuer l'efficacité du détecteur. La technique utilisée pour EXOGAM est l'utilisation de quatre cristaux (détecteur composite), puis la segmentation de chacun de ces cristaux en quatre parties. Le volume (donc l'efficacité) est conservé et l'angle solide (donc l'élargissement Doppler) diminué.

2.2 Tests de réception-vérification du cahier des charges

Les tests effectués sur le 4^{ème} détecteur germanium de type clover segmenté fourni par la société EURISYS MESURES, ont pour but de vérifier que le détecteur est conforme au cahier des charges. Tous les résultats sont reportés dans le rapport des tests joint en annexe A.

2.2.1 Résolution en énergie

La résolution en énergie d'un détecteur est sa capacité à séparer deux pics γ ayant des énergies voisines : elle est estimée par la largeur à mi-hauteur d'un pic (FWHM). Elle a été déterminée pour chaque cristal et chaque segment à deux énergies différentes en utilisant la transition à 1332 keV d'une source de ^{60}Co placée à 25 cm du détecteur, et, afin d'obtenir la résolution pour les basses énergies, la transition à 122 keV d'une source de ^{57}Co (cf. annexe A §1.2). Ces résolutions ont été mesurées pour deux constantes de temps de l'amplificateur linéaire ($3\mu\text{s}$ et $6\mu\text{s}$).

Le rapport d'asymétrie $\frac{FWTM}{FWHM}$, qui est le rapport entre la largeur au dixième de hauteur et la largeur à mi-hauteur, a également été mesuré.

2.2.2 Rapport pic sur total

C'est le rapport du nombre de rayons- γ totalement absorbés dans le détecteur (c'est à dire ayant déposé toute leur énergie dans le même cristal) sur le nombre total de radiations détectées. Il dépend essentiellement de la taille des cristaux et de l'énergie des rayons- γ incidents. Pour des énergies supérieures à 150 keV, c'est l'interaction des rayons- γ par effet Compton qui prédomine sur l'effet photoélectrique. Lors de la diffusion par effet Compton, le photon diffuse sur un électron du germanium ; il peut ainsi s'échapper du cristal. Dans ce cas, le photon ne dépose seulement qu'une partie de son énergie, contrairement à l'effet photoélectrique où le photon cède toute son énergie. En augmentant le volume du cristal, la probabilité qu'un photon diffuse à l'extérieur de celui-ci diminue, permettant ainsi d'améliorer le rapport pic sur total. Ce rapport a été déterminé pour chaque cristal du clover, à l'aide d'une source de ^{60}Co , en faisant le rapport entre le nombre de coups dans le photopic et le nombre de coups obtenu dans tout le spectre après avoir soustrait le bruit de fond acquis sans source (cf. annexe A §1.2). Pour un détecteur il faut que le rapport pic sur total soit le plus grand possible, ce qui traduit une détection des rayons γ maximum pour un bruit de fond minimum.

Dans EXOGAM, chaque clover est entouré d'enceintes anti-Compton (BGO et CsI), détectant les photons sortant des cristaux de germanium. Lorsque un rayonnement γ est détecté dans le détecteur anti-Compton en coïncidence avec le détecteur germanium, l'événement est rejeté. On élimine ainsi une partie du bruit de fond. Le rapport pic sur total peut alors atteindre les 50 %. La distance source-détecteur peut varier, permettant de rapprocher les détecteurs lorsque les réactions utilisées ont une faible multiplicité. Deux distances (auxquelles sont associées deux configurations d'enceintes anti-Compton) sont privilégiées : $d=114$ mm (configuration A) et $d=147$ mm (configuration B).

2.2.3 Efficacité

L'efficacité absolue ϵ_a , définie comme étant le nombre de photons absorbés par le détecteur sur le nombre total de radiations émises par la source, a été mesurée pour chaque cristal et pour une énergie de 1332 keV.

Efficacité photopic absolue: la première série de mesures a été réalisée à 11.4 cm pour déterminer l'efficacité photopic absolue du clover dans la configuration A d'EXOGRAM (cf. annexe A §2.1):

$$\epsilon_a = \frac{N_{pic}}{N_{mis}}$$

Efficacité relative: la seconde série de mesures a été faite à 25 cm afin d'obtenir l'efficacité relative (ϵ_{rel}), qui est le rapport entre l'efficacité absolue mesurée à 25 cm et l'efficacité d'un compteur NaI(Tl) 7.6×7.6 cm positionné à 25 cm de la source. Cette dernière valeur est connue et vaut: $1.244 \cdot 10^{-3}$. Ainsi, l'efficacité relative, exprimée en pourcentage (cf. annexe A §1.3) est déterminée par:

$$\epsilon_{rel} = \frac{(\epsilon_a)_{Ge}}{1.24410^{-5}}$$

Facteur de sommation (ou d'add-back): quand un rayon γ diffuse dans plusieurs cristaux, l'énergie déposée dans chaque cristal va apparaître dans leur spectre comme du fond Compton. Mais, si on somme événement par événement et en coïncidence les énergies déposées dans plusieurs cristaux, on aura un signal contribuant au photopic dans le spectre total. L'efficacité photopic totale d'un clover est donc supérieure à la somme de l'efficacité photopic de chaque cristal:

$$\epsilon_{a_{t Clover}} = F * \left(\sum_{i=1}^4 \epsilon_{a_i} \right)$$

F est le facteur d'add-back supérieur à 1. Il représente la probabilité de détecter totalement un rayon γ dans un ou plusieurs cristaux et dans le cas d'EXOGRAM, il a été mesuré à 1.5 pour une énergie de 1.3 MeV [1], pour le 1^{er} détecteur fournit par EURISYS MESURES.

D'après les résultats sur l'efficacité photopic et en prenant la valeur $F = 1.5$ pour le facteur d'add-back, on peut estimer l'efficacité absolue du clover à $(1.06 \pm 0.01)\%$. Sachant que l'efficacité d'un multidétecteur est obtenue en sommant les efficacités absolues de chacun des clovers, on peut évaluer l'efficacité d'EXOGRAM à environ 16% pour la configuration A.

L'ensemble des tests effectués s'est révélé satisfaisant. Le détecteur a été accepté. Il est actuellement en service à EXOGRAM, et a été utilisé lors d'une expérience à laquelle nous avons participé et qui sera brièvement décrite au §3.2.

3 Exemples d'utilisation des détecteurs clover segmentés au GANIL

J'ai eu l'opportunité de participer à trois expériences utilisant des détecteurs clover segmentés. La 1^{ère} expérience s'est déroulée au tandem d'Orsay et avait pour but d'acquérir des signaux, de les digitaliser afin d'effectuer une analyse de forme, qui permettra par la suite de déterminer le point d'impact du rayonnement dans les cristaux, améliorant ainsi la granularité et la correction Doppler. Les deux autres expériences se sont déroulées au G.A.N.I.L. et sont brièvement décrites dans les paragraphes suivants.

3.1 Recherche d'isomères dans le région $N=Z$ autour du ^{72}Kr

Les noyaux étudiés ont été produits par une réaction de fragmentation du faisceau primaire de ^{78}Kr sur une cible de carbone. Pour sélectionner un noyau parmi les nombreux produits de fragmentation, on utilise le spectromètre L.I.S.E.3 faisant une sélection en masse, suivi d'un filtre de Wien, qui fait une sélection en vitesse. A sa sortie, il ne reste plus qu'une dizaine de noyaux. Pour identifier celui qui nous intéresse, on utilise un détecteur silicium, et on mesure le temps de vol des noyaux entre le signal HF du cyclotron et leur passage dans le silicium. La matrice donnant l'énergie perdue dans le silicium en fonction du temps de vol est composée de différentes régions, chacune caractéristique d'un noyau, que l'on peut ainsi sélectionner. Ces noyaux vont s'implanter dans une feuille de kapton (localisée au plan focal du spectromètre), autour de laquelle sont disposés deux détecteurs électron et deux détecteurs germanium clover segmentés. Ce dispositif permet donc d'étudier la décroissance isomérique dans la région $N\sim Z$. Un isomère de forme a déjà été observé dans le ^{72}Kr , à l'aide de la même technique [2].

3.2 Excitation coulombienne du noyau ^{76}Kr

Dans cette expérience, le faisceau de ^{76}Kr délivré par S.P.I.R.A.L., va subir une excitation coulombienne (ou "coulex") sur une cible de ^{208}Pb . Les noyaux excités, déviés de leur trajectoire initiale, vont se désexciter par transitions quadrupolaires électriques, avant de s'implanter dans un détecteur silicium segmenté annulaire. Les rayons- γ de désexcitation vont être détectés par EXOGAM, composé pour l'instant de 8 détecteurs germanium clover segmentés (cf. FIG.4). L'état fondamental 0^+ du

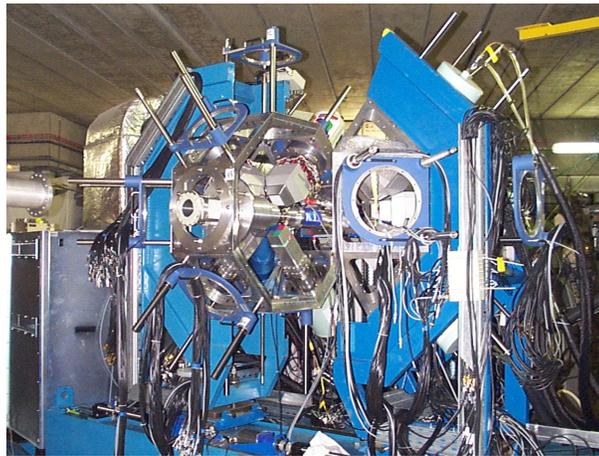


FIG. 4 - EXOGAM: pour l'instant 8 détecteurs germanium clover segmentés sont installés sur la structure.

^{76}Kr est un état prolate. Le premier état excité 0^+ est quant à lui oblate. Le but de cette expérience est de peupler les états 2^+ , 4^+ , 6^+ de la bande rotationnelle prolate et le niveau 2^+ de la bande rotationnelle oblate, afin de pouvoir déterminer les moments quadrupolaires électriques.

Deuxième partie

Structure nucléaire du ^{250}Fm par spectroscopie γ

L'étude de la structure nucléaire a montré que les nucléons se répartissent sur des orbitales dont le spectre présente des nombres magiques : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, caractérisés par des "gap" en énergie. Les noyaux correspondant à un nombre magique de protons et de neutrons ont une grande stabilité et sont sphériques. Entre les couches magiques, les noyaux sont déformés. La figure (5) représente, l'ensemble des noyaux connus.

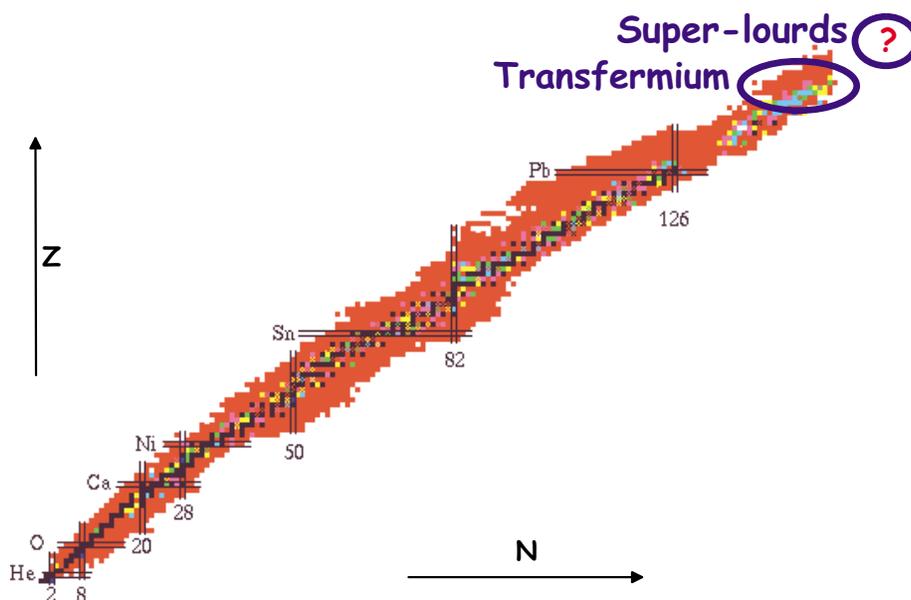


FIG. 5 - *Charte nucléaire.*

On remarque que la vallée de stabilité ne suit pas la ligne $N=Z$: pour se stabiliser vis-à-vis de la répulsion coulombienne, les noyaux lourds possèdent plus de neutrons que de protons.

Le noyau doublement magique le plus lourd connu est le ^{208}Pb , avec $Z=82$ et $N=126$ (cf. FIG.5). Une approche théorique prédit un îlot de noyaux super-lourds et sphériques. Selon les calculs réalisés, cet îlot de stabilité devrait se situer, à $Z=114$ et $N=184$ pour un modèle Wood-Saxon, $Z=120$ et $N=172$ dans le cas de calculs de champs moyens relativistes, ou encore à $Z=126$ et $N=184$ pour les calculs auto-cohérents de type Hartree-Fock [3] [4]. Le prochain nombre magique proton ne correspondrait donc pas au nombre magique $N=126$ du ^{208}Pb . Expérimentalement, cette région de stabilité est difficile à atteindre, du fait des faibles sections efficace de production, mais aussi du fait que les réactions de fusion-évaporation ne permettent que d'atteindre des noyaux déficitaires en neutrons par rapport à l'îlot prédit. La spectroscopie permet d'étudier les noyaux ayant des masses légèrement inférieures

aux masses attendues de l'îlot de stabilité. Un programme expérimental a débuté en Finlande et aux États-Unis il y a quelques années et la première étude a été réalisée avec la réaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca},2\text{n})^{254}\text{No}$ [5] [6]. Les résultats ont montré que ce noyau reste étonnamment stable vis-à-vis de la fission (ce qui a été confirmé par les calculs théoriques [7]) et est allongé. La série d'expériences qui a suivie a été réalisée sur le ^{253}No , ^{252}No [8], et plus récemment le ^{250}Fm . En plus de délimiter cette région de stabilité devant les hauts spins, toutes ces expériences apportent de nombreuses informations sur ces noyaux (mesures de leur forme, structure, temps de vie), qui permettent de contraindre les modèles et de mieux cerner la nature de l'îlot magique super-lourd.

Dans cette seconde partie, nous rappelons quelques éléments théoriques sur les modèles nucléaires, la déformation et la rotation des noyaux. Nous présentons ensuite l'expérience effectuée sur le noyau ^{250}Fm : réaction et dispositif expérimental. L'analyse des données ainsi que les résultats obtenus sont alors décrits. Finalement, ces résultats sont confrontés à des calculs théoriques.

4 Rappels sur la rotation nucléaire et la déformation

4.1 Modèle de la goutte liquide

Tant que la masse du noyau reste inférieure à celles des nucléons qui le composent, le noyau est stable. Ce défaut de masse est l'énergie de liaison du noyau. Principalement, deux effets diminuent cette énergie : la répulsion coulombienne entre les protons, et les forces de surface. Contrairement à la répulsion coulombienne qui conduit le noyau à se déformer et fissionner, les forces de surface le stabilisent. En effet, les nucléons de surface étant moins liés que ceux situés au cœur, ils contribuent moins à l'énergie de liaison. Donc pour diminuer son énergie, le noyau va essayer de minimiser sa surface en la rendant sphérique. La figure (6) montre des noyaux pour différents paramètres de déformation β .

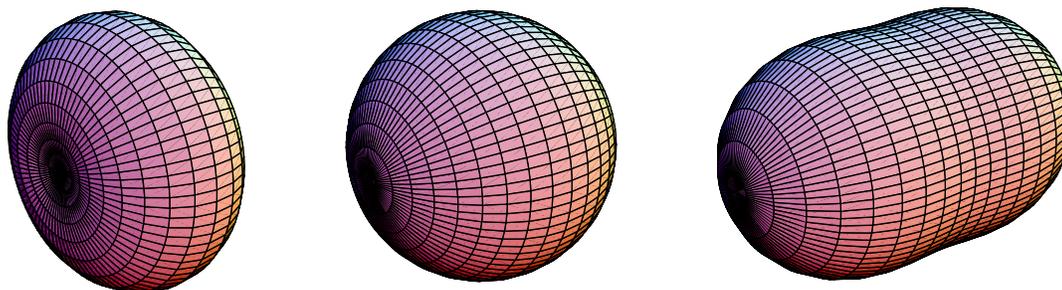


FIG. 6- *A gauche : noyau déformé oblate (aplatis), $\beta = -0.6$. A droite : noyau déformé prolate (allongé), $\beta = +0.6$. Au centre : noyau sphérique, $\beta = 0$*

Si on trace l'énergie en fonction de la déformation (cf. FIG.7) pour différents noyaux, on voit que tous les noyaux ont un état stable sphérique et que l'énergie de

liaison des noyaux doublement magiques est sous estimée. De plus, dans les noyaux plus lourds comme le ^{250}Fm , la barrière de fission est telle que le temps de vie devrait être beaucoup plus petit que celui mesuré expérimentalement. En effet, un

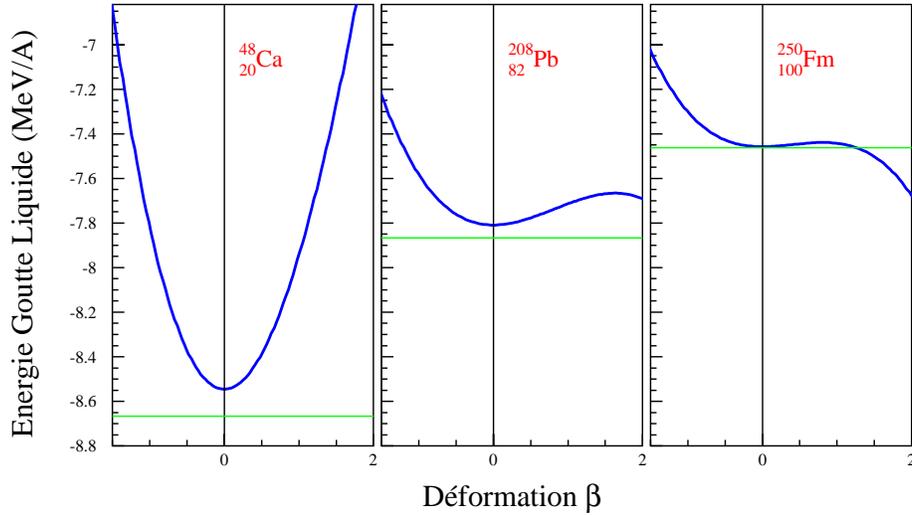


FIG. 7 - *Energie de liaison par nucléon en fonction de la déformation pour trois noyaux différents (la paramétrisation est donnée dans [9]). En vert, valeur mesurée expérimentalement.*

calcul de pénétration de barrière [10], pour le ^{250}Fm donne un temps de demi-vie d'une dizaine de secondes environ (en faisant l'hypothèse que le noyau fissionne symétriquement), alors que le temps de vie partiel du ^{250}Fm par fission est de 0.83 ans [11]. Le modèle de la goutte liquide s'avère finalement insuffisant pour expliquer la structure nucléaire.

4.2 Modèle en couches

Modèle en couches sphérique

Une autre description possible du noyau, est le modèle en couche. Ce modèle traite les nucléons individuellement en les plaçant sur des niveaux d'énergie discrets, de la même manière que les électrons atomiques. Cette description est confortée par la présence des nombres magiques (nombres de protons et/ou de neutrons pour lesquels, le noyau gagne en stabilité). Ces nombres sont retrouvés lors du calcul des niveaux d'énergie des états individuels, en utilisant comme potentiel :

$$V(r) = \frac{1}{2} M \omega_0^2 r^2 - C \vec{\ell} \cdot \vec{s} - D \ell^2$$

Le premier terme est le potentiel de l'oscillateur harmonique, auquel sont ajoutées les corrections dues au couplage spin-orbite (second terme) et aux effets de bord (troisième terme).

Modèle en couches déformé

Dans le modèle déformé, le potentiel utilisé est un potentiel d'oscillateur harmonique anisotrope, qui reproduit la déformation β du noyau :

$$V(x, y, z) = \frac{1}{2} M(\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_{\parallel}^2 z^2) - C \vec{\ell} \cdot \vec{s} - D\ell^2$$

où (Oxyz) est le référentiel lié au noyau et (Oz) l'axe de symétrie du noyau. ω_{\perp} et ω_{\parallel} dépendent du paramètre de déformation $\epsilon \sim 0.95 \beta$ [10] :

$$\omega_{\perp} = \omega_0(\epsilon) \left(1 + \frac{1}{3}\epsilon\right) \quad \text{et} \quad \omega_{\parallel} = \omega_0(\epsilon) \left(1 - \frac{2}{3}\epsilon\right)$$

Quand ϵ est positif, ω_{\perp} est supérieur à ω_{\parallel} : le noyau est déformé prolate. Si ϵ est négatif, c'est le contraire et le noyau est déformé oblate. Les états de déformation nulle sont dégénérés $(2s+1)(2j+1)$ fois : le terme en ϵ lève la dégénérescence en j des couches sphériques. Chaque noyau pourra minimiser son énergie et peupler les états de plus basses énergies. En particulier, peupler une orbitale dont l'énergie diminue quand ϵ augmente tend à allonger le noyau. La figure (8) est un diagramme de Nilsson représentant les états de particules individuelles pour les protons ayant des valeurs supérieures à $Z=82$ [12]. Sur le diagramme, on remarque que pour $Z=100$, il

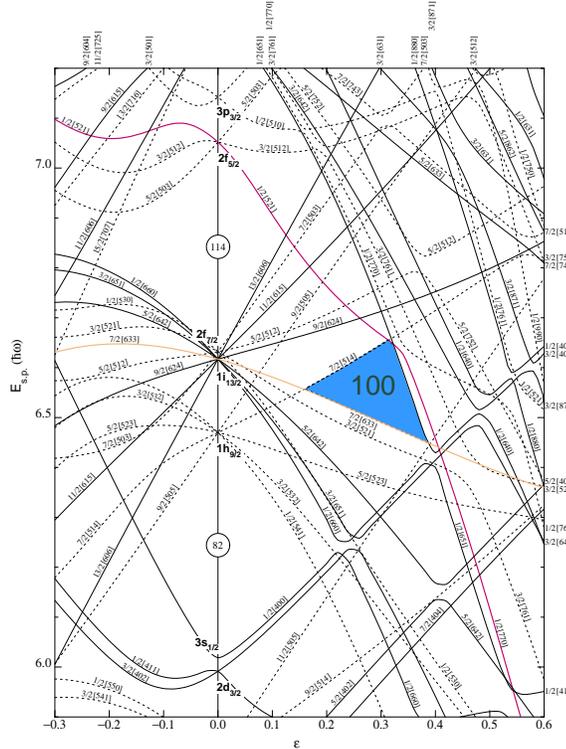


FIG. 8 - Diagramme de Nilsson : les états sont représentés dans la base $[N n_z \Lambda] \Omega$

existe un gap en énergie entre les niveaux $[633]_{\frac{7}{2}}$ et $[514]_{\frac{7}{2}}$. C'est ce saut en énergie qui stabilise le ^{250}Fm . On note également dans cette région la présence de l'orbitale $[521]_{\frac{1}{2}}$ issue de la couche $2f_{\frac{5}{2}}$, correspondant au gap $Z=114$ dans ce modèle.

Observer cette orbitale permettrait donc d'obtenir des informations sur le gap des super-lourds.

Modèle en couche tournant

Ce modèle inclut la rotation du noyau en faisant un changement de référentiel pour se placer dans le système lié au noyau, qui tourne à la fréquence ω . Cela revient à remplacer dans l'équation de Schrödinger, le Hamiltonien H par le Routhian $H^\omega = H - \hbar\omega I_x$, où l'axe de rotation du noyau est choisit selon (Ox) . Or, le Routhian n'est pas invariant par renversement du temps, ce qui entraîne une levée totale de la dégénérescence des niveaux d'énergie, comme le montre la figure (9). Etudier un noyau déformé en rotation permet donc de déterminer les propriétés de toutes les orbitales actives.

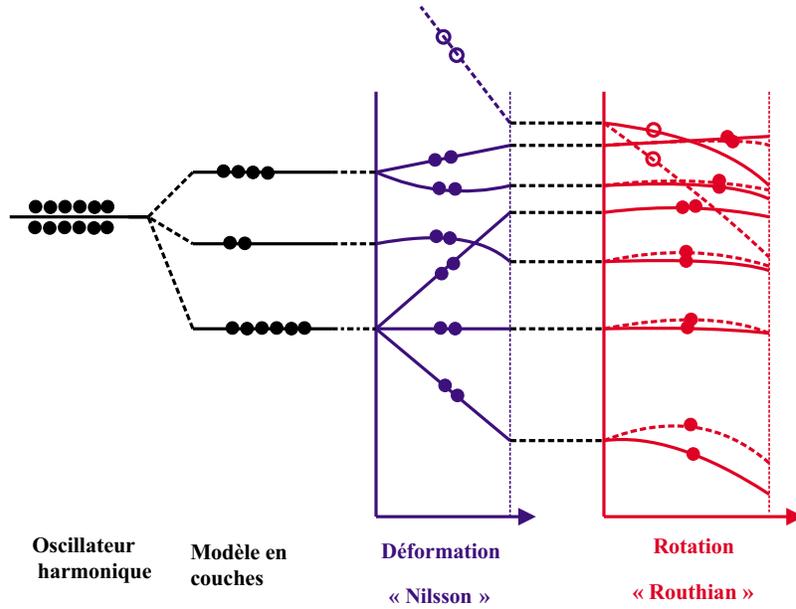


FIG. 9 - Du modèle en couche sphérique au modèle en couche tournant, la levée de la dégénérescence est totale.

4.3 Méthode Hartree-Fock

Cette méthode consiste à rechercher une fonction d'onde qui minimise l'énergie E du système des A nucléons :

$$E = \frac{\langle \varphi | H | \varphi \rangle}{\langle \varphi | \varphi \rangle} \quad \text{avec} \quad H = \sum_{i=1}^A t_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A V(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)$$

$V(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)$ est l'interaction effective entre deux nucléons, utilisée pour calculer le potentiel de Hartree-Fock \mathcal{U}_{HF} qui dépend des fonctions d'ondes $|\varphi\rangle$. Ce calcul est auto-cohérent, car on commence par postuler une fonction d'onde, à partir de laquelle on déduit une première valeur de \mathcal{U}_{HF} . On peut alors résoudre le système des

A équations de Hartree-Fock :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + \mathcal{U}_{HF} \right] \varphi_i = E_i \varphi_i$$

En minimisant l'énergie obtenue, on obtient une autre expression de la fonction d'onde, qui permet de déduire un nouveau potentiel... Ce processus est itéré jusqu'à ce que l'énergie, la fonction d'onde et le potentiel convergent. Contrairement au modèle de Nilsson, le potentiel n'est pas une donnée du calcul, il en résulte. L'ingrédient des calculs de type Hartree-Fock est l'interaction effective.

4.4 Bande rotationnelle

La rotation nucléaire est un mode d'excitation collectif du noyau. L'énergie des niveaux de la bande rotationnelle (niveaux excités collectivement) est donnée par la résolution de l'équation aux valeurs propres, en prenant comme Hamiltonien de rotation :

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2} \sum_{i=x}^z \frac{I_i^2}{\mathcal{J}_i}$$

Le spin total du noyau est égal à $\vec{I} = \vec{J} + \vec{R}$, avec \vec{R} opérateur de rotation, et \vec{J} la somme des moments angulaires de tous les nucléons. \mathcal{J} est le moment d'inertie du noyau. En considérant que le noyau possède une symétrie de révolution autour de (Oz), et que \vec{R} est perpendiculaire à (Oz), l'énergie des niveaux de la bande rotationnelle est :

$$E_{rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1)]$$

Pour la bande fondamentale d'un noyau pair-pair, les symétries du noyau imposent la désexcitation par transitions quadrupolaires électriques E2.

Moments d'inertie

On définit les moments d'inertie cinématique ($\mathcal{J}^{(1)}$) et dynamique ($\mathcal{J}^{(2)}$) qui caractérisent la structure du noyau en fonction de la vitesse de rotation ω du noyau :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}^{(1)} &= \hbar \frac{I}{\omega(I)} = \sum_{orbites} -\frac{1}{\omega} \frac{de^\omega}{d\omega} \\ \mathcal{J}^{(2)} &= \hbar \frac{dI}{d\omega} = \sum_{orbites} -\frac{d^2 e^\omega}{d\omega^2} = \hbar \sum_{orbites} \frac{dj_x}{d\omega} \end{aligned} \quad (3)$$

où e^ω est la valeur propre du Routhian, c'est à dire l'énergie d'une orbite dans le référentiel propre du noyau et j_x la projection du moment angulaire du nucléon placé sur l'orbitale considérée. Ce sont les valeurs de $\mathcal{J}^{(2)}$ qui seront par la suite le plus exploitées, étant donné que la présence de la dérivée seconde les rend plus sensibles aux changements de structure du noyau.

5 Présentation de l'expérience

Cette expérience a été réalisée à l'université de Jyväskylä (Finlande) en Septembre 2001, dans le cadre d'une collaboration Liverpool, Saclay, Jyväskylä, Cracovie. Les noyaux de ^{250}Fm produits par fusion-évaporation sont étudiés grâce à un dispositif expérimental combinant un multidétecteur de rayonnement γ , Jurosphere, avec un spectromètre à gaz, RITU (Recoil Ion Transport Unit).

5.1 Réaction de fusion-évaporation

La réaction nucléaire utilisée pour peupler les noyaux de ^{250}Fm dans des états excités à haut spin, est une réaction de fusion-évaporation. Lors d'une telle réaction, les noyaux du faisceau et de la cible fusionnent pour former un noyau composé, possédant un grand moment angulaire. Ce noyau va commencer à se désexciter en émettant des particules légères, principalement des neutrons, ou s'il possède assez d'énergie pour vaincre la barrière coulombienne, des protons et des particules- α . C'est la phase d'évaporation. Lorsque le noyau n'a plus assez d'énergie pour émettre de telles particules, il va continuer à se désexciter vers l'état fondamental par rayonnement γ (et conversion interne pour les transitions de basses énergies). Ces rayonnements γ sont, entre autre les transitions observées entre les différents niveaux de la bande rotationnelle. Dans l'expérience, le faisceau utilisé est du ^{48}Ca ayant une énergie $E=214$ MeV sur une cible de ^{204}HgS d'épaisseur $572 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Lors de cette réaction, la voie de fusion-évaporation prépondérante est: $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{250}\text{Fm} + 2n$.

5.2 Description de Jurosphere et RITU

Jurosphere :

Les rayonnements γ de désexcitation sont émis immédiatement (moins d'1 ns) après la création du noyau, de telle sorte qu'ils sont détectés au niveau de la cible. Il s'agit de spectroscopie prompte. Jurosphere est donc placé autour de la cible. Il comprend un ensemble de 25 détecteurs germanium installés sur des couronnes, couvrant une ouverture angulaire allant de 78° à 158° par rapport au faisceau incident. L'efficacité à 1.3 MeV est d'environ 1.7 %.

RITU :

Les résidus de fusion-évaporation produits avec une section efficace très faible (de l'ordre du μb) sont noyés dans le bruit de fond dû au faisceau, aux produits de fission et à l'excitation coulombienne. Il est donc nécessaire de les séparer de ce bruit de fond. Pour cela, on utilise le séparateur à gaz RITU (cf. FIG.11), placé dans le prolongement de la ligne de faisceau [13]. L'avantage du séparateur à gaz par rapport à un séparateur sous vide est la très faible dispersion spatiale des noyaux. En effet, les états de charge des résidus sont collectés sur une petite surface, ce qui permet de les sélectionner tous (augmentant ainsi l'efficacité de détection), et d'utiliser des détecteurs de taille raisonnable. Le noyau ^{250}Fm étant un émetteur α , on utilisera la technique RDT [14] présentée au §6.3.1. afin de sélectionner sans ambiguïté les noyaux de ^{250}Fm .

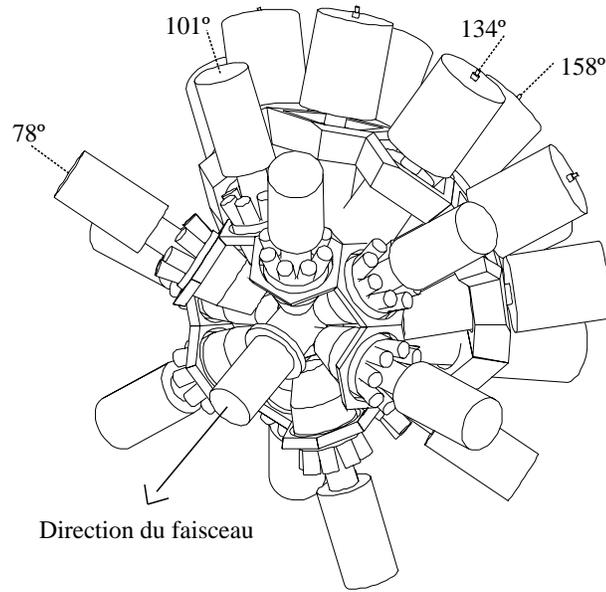


FIG. 10 - *Détecteur Jurosphere.*

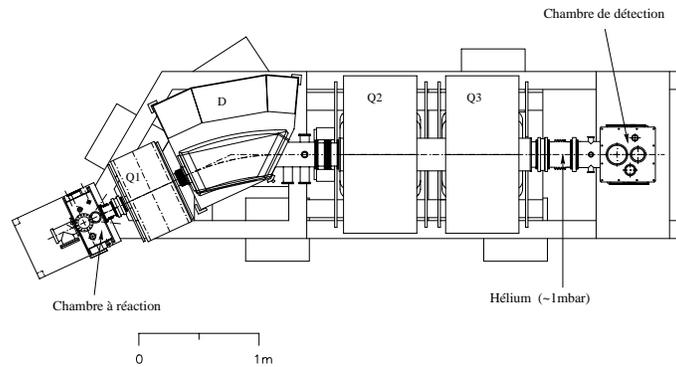


FIG. 11 - *Séparateur RITU: constitué de trois quadrupoles et d'un dipôle. C'est le dipôle D qui sépare le faisceau des produits de fusion-évaporation. Les quadrupoles focalisent les noyaux.*

Dispositif au plan focal

Un détecteur silicium (d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ et de dimension $80 \times 35 \text{ mm}$) est placé au plan focal du séparateur RITU. Il permet de détecter les reculs ainsi que leur décroissance α caractéristique. Deux chaînes d'amplification ayant des gains différents traitent les événements détectés par le silicium au plan focal: une chaîne haut gain pour les particules- α et une chaîne bas gain pour les reculs. Le détecteur silicium est séparé en 16 pistes résistives ($5 \times 35 \text{ mm}$), donnant ainsi la position x horizontale. Les signaux sont collectés sur des contacts placés en haut (signal *Top*) et en bas (signal *Bot*) du détecteur. Ceci permet d'obtenir pour les reculs et les particules- α , l'énergie totale déposée dans la piste ($E_{Sum} = Top + Bot$) et leur position verticale $Y_{bot} = \frac{Bot}{Sum} \times 1024$. Le détecteur silicium est donc virtuellement divisé en 16×1024 pixels, chaque pixel ayant comme dimension $5 \text{ mm} \times 34.2 \mu\text{m}$.

Deux détecteurs à gaz sont placés avant le détecteur silicium. Leur but est de donner pour chaque événement le temps de vol entre ces deux détecteurs, afin de séparer les noyaux provenant du faisceau, de ceux produits par fusion-évaporation qui possèdent des cinématiques différentes. Le détecteur à gaz situé proche du silicium, détecte les particules- α qui s'en échappe. Ces événements où les particules ne déposent pas toute leur énergie dans le détecteur silicium sont rejetés, améliorant ainsi la qualité du spectre.

6 Analyse des données expérimentales

6.1 Calibration

6.1.1 Calibration des détecteurs germanium

Calibration en énergie

Le but de cette calibration est d'obtenir la même échelle en énergie pour chacun des 25 détecteurs. Lors de l'expérience, des données ont été enregistrées avec une source formée de ^{152}Eu et de ^{133}Ba . Cette source émet des raies γ connues sur un intervalle d'énergie allant de 80 keV à 1408 keV. Après avoir identifié pour chaque spectre les canaux correspondant aux raies γ les plus intenses, on en déduit les coefficients de calibration a et b tels que :

$$E_{mes} = a + b * canal$$

Pour l'analyse on normalisera les 25 spectres à 0.5 keV par canal.

Calibration en temps

Le faisceau de ^{48}Ca est pulsé selon la HF du cyclotron qui le délivre. La voie en temps des détecteurs mesure la différence de temps entre le signal déclenché par la détection d'un rayonnement γ et le signal HF. Ainsi le spectre en temps est constitué d'un pic correspondant aux rayons- γ émis lors des réactions ($^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Hg}$), et d'un bruit de fond continu dû aux rayons- γ naturellement présents dans l'environnement. La calibration consiste simplement à aligner les 25 pics en translatant les spectres.

6.1.2 Correction de l'effet Doppler

Comme il a été vu précédemment (cf. §2.1), l'énergie mesurée des rayons- γ diffère de l'énergie initiale. Cet effet est d'autant plus grand, que la vitesse de recul du ^{250}Fm est importante et l'angle d'émission (θ) du rayon γ s'éloigne de 90° . Pour corriger cet effet il faut connaître la position angulaire des détecteurs et la vitesse de recul du ^{250}Fm .

En supposant qu'en moyenne les noyaux de ^{48}Ca vont interagir au milieu de la cible, on estime la perte d'énergie du faisceau lors de son parcours à 2 MeV : pour les calculs on prend $E_{Ca} = 212$ MeV.

En négligeant l'énergie cinétique des neutrons évaporés, la conservation de l'impul-

sion s'écrit :

$$\begin{aligned} p_{Ca} &= p_{Fm} \\ 2 m_{Ca} E_{Ca} &= 2 m_{Fm} E_{Fm} \\ E_{Fm} &\sim 40.7 \text{ MeV} \end{aligned}$$

L'énergie cinétique du ^{250}Fm donne la vitesse de recul :

$$\begin{aligned} E_{Fm} &= \frac{1}{2} m_{Fm} c^2 \beta^2 \\ \beta &= 1.87 \% \end{aligned}$$

La position angulaire θ de chaque détecteur est connue. En inversant la formule (1), on trouve les nouveaux coefficients de calibration permettant ainsi de travailler avec une énergie corrigée de l'effet Doppler (E_γ) :

$$E_\gamma = \frac{E_{mes}}{1 + \beta \cos\theta} = \frac{a}{1 + \beta \cos\theta} + \frac{b}{1 + \beta \cos\theta} * canal$$

6.1.3 Calibration du détecteur silicium

Calibration en énergie-position

Si on trace l'énergie (E) des particules- α issues de la désintégration du ^{250}Fm en fonction de la position ($Y_{bot} = \frac{Bot}{E_{Sum}}$) où elles ont été émises dans le détecteur Si à pistes, on s'attend à trouver des droites horizontales car a priori l'énergie déposée dans chaque piste est indépendante du lieu de l'interaction. Or, on trouve que l'amplitude du signal dépend de la position d'interaction. Chaque raie α du spectre correspond à une droite décrite par une équation du type (cf. FIG.12a2) :

$$E = E_0 + Y_{bot} * c$$

Un ajustement de chacune des 16 matrices permet de déterminer les coefficients de calibration c . On peut ainsi calculer E_0 , qui est l'énergie de la particule- α calibrée en énergie-position. Le résultat de cette calibration est montré sur la figure FIG.12b.

Calibration en énergie

On effectue ensuite une calibration en énergie du détecteur silicium haut-gain afin de déterminer l'énergie E_α de la particule- α . Pour chacun des 16 spectres α , on identifie les pics issus de la désintégration du ^{250}Fm en ^{246}Cf ($E_\alpha = 7436 \text{ keV}$) et du ^{246}Cf en ^{242}Cm ($E_\alpha = 6750 \text{ keV}$). Lors de l'expérience, une prise de données a également été réalisée avec une cible de ^{170}Er formant principalement par fusion-évaporation, du ^{212}Ra qui se désintègre en ^{208}Rn ($E_\alpha = 6900 \text{ keV}$), qui lui même se désintègre en ^{204}Po ($E_\alpha = 6140 \text{ keV}$). De la même manière que pour la calibration en énergie des détecteurs germanium, on calcule les coefficients de calibration a et b tels que :

$$E_\alpha = a + b * E_0$$

Les 16 spectres calibrés (cf. FIG. 13) sont normalisés à 0.33 keV par canal.

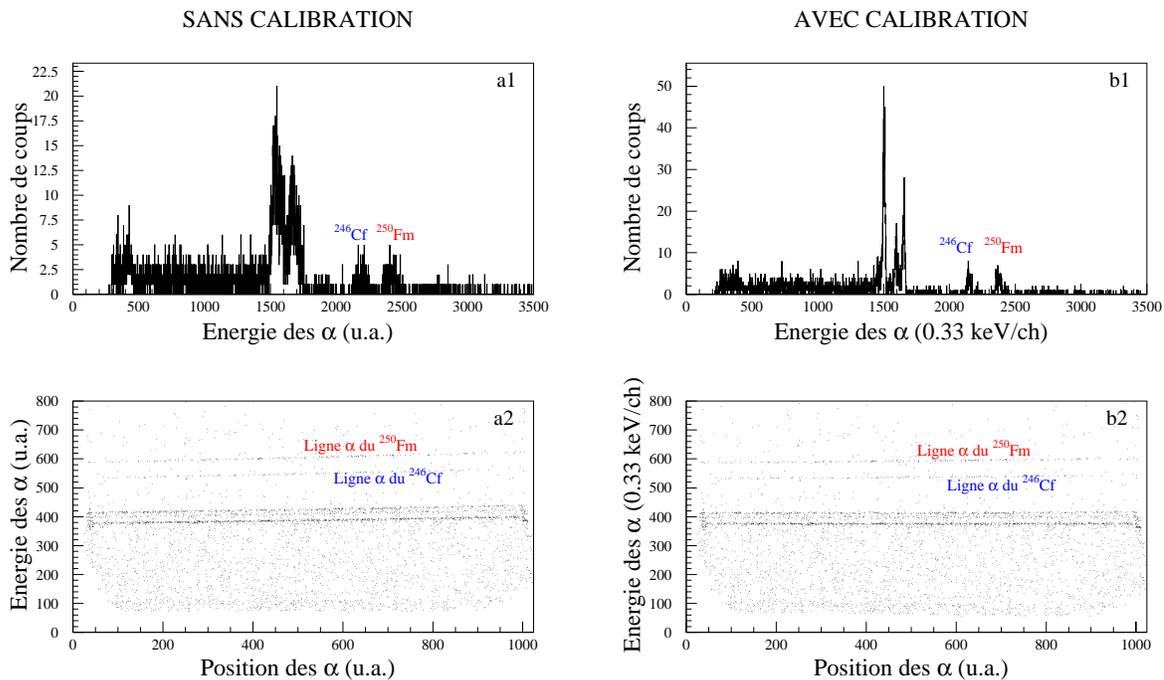


FIG. 12 - *a1 et b1* : énergies des α émis par désintégration des résidus de fusion-évaporation produits par la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{250}\text{Fm} + 2n$. *a2 et b2* : matrice donnant l'énergie des α en fonction de la position.

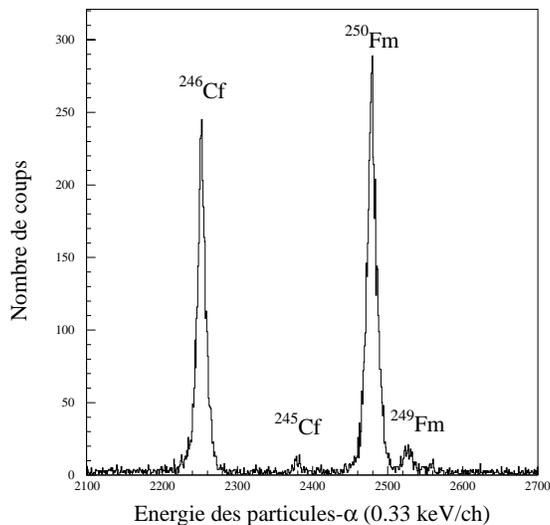


FIG. 13 - *Spectre alpha calibré en énergie-position et en énergie.*

6.2 Bande rotationnelle par coïncidence recul-gamma

Dans le spectre γ sans aucune contrainte (cf. FIG.15a), les rayons- γ issus de la désexcitation du ^{250}Fm sont entièrement masqués par tous les autres rayonne-

ments γ provenant des réactions parasites, telles que la fission, l'excitation coulombienne... Pour visualiser la bande rotationnelle, on commence par ne sélectionner que les rayonnements émis en coïncidence avec les reculs issus des réactions de fusion-évaporation. Il faut donc identifier ces reculs. La matrice (cf. FIG.14) est une représentation du temps de vol des reculs entre les deux détecteurs à gaz en fonction de leur énergie totale déposée dans le détecteur silicium bas-gain. On distingue sur cette matrice différentes régions correspondant aux reculs, au faisceau diffusé, aux fragments de fission, à l'excitation coulombienne. En faisant un contour autour de la région des reculs de fusion-évaporation, on les sépare du bruit de fond dû au faisceau et autres produits de réaction.

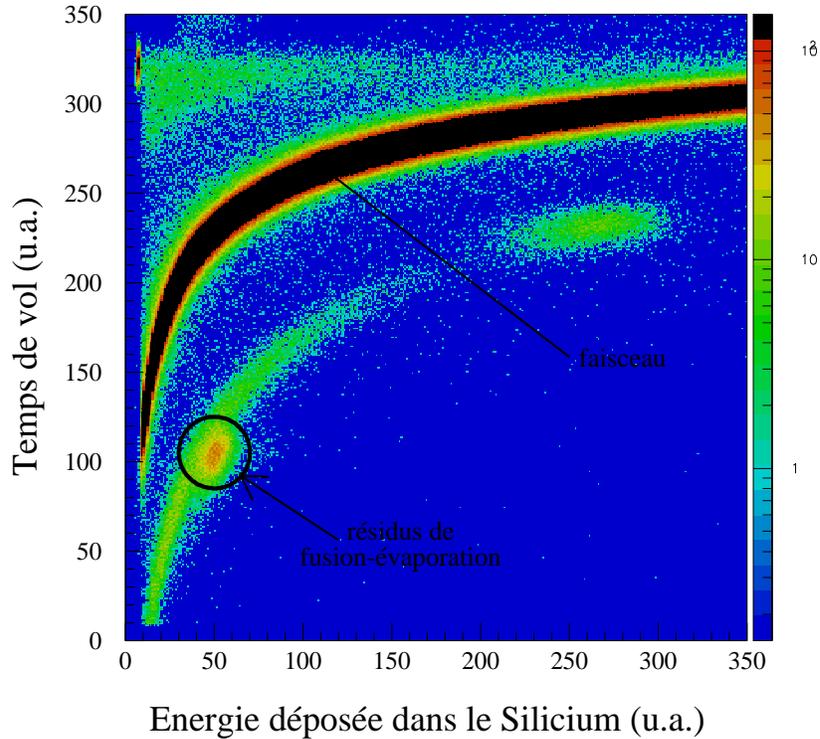


FIG. 14 - Matrice donnant le temps de vol des particules s'implantant dans le détecteur silicium en fonction de leur énergie : on distingue différentes régions dues à la différence de cinématique entre les noyaux. Le temps croît de haut en bas.

Cette analyse permet de sélectionner les événements γ détectés en coïncidence avec les reculs provenant des réactions de fusion-évaporation, conditionnés par le temps de vol et leur énergie d'implantation. On obtient ainsi un premier spectre (cf. FIG.15b) sur lequel apparaît une bande rotationnelle. Pour avoir un spectre plus précis, on ajoute deux autres contraintes : sur le temps de vol entre les détecteurs germanium et silicium et sur le temps germanium-HF (FIG.15c). Ce spectre sera commenté lors du § 6.3.3.

Les seules indications montrant que les raies γ observées appartiennent au noyau de ^{250}Fm , sont l'observation de ses raies K_α et K_β , renforcée par l'intensité prédominante de la décroissance α du ^{250}Fm par rapport au ^{249}Fm (cf. FIG.13). Donc, pour

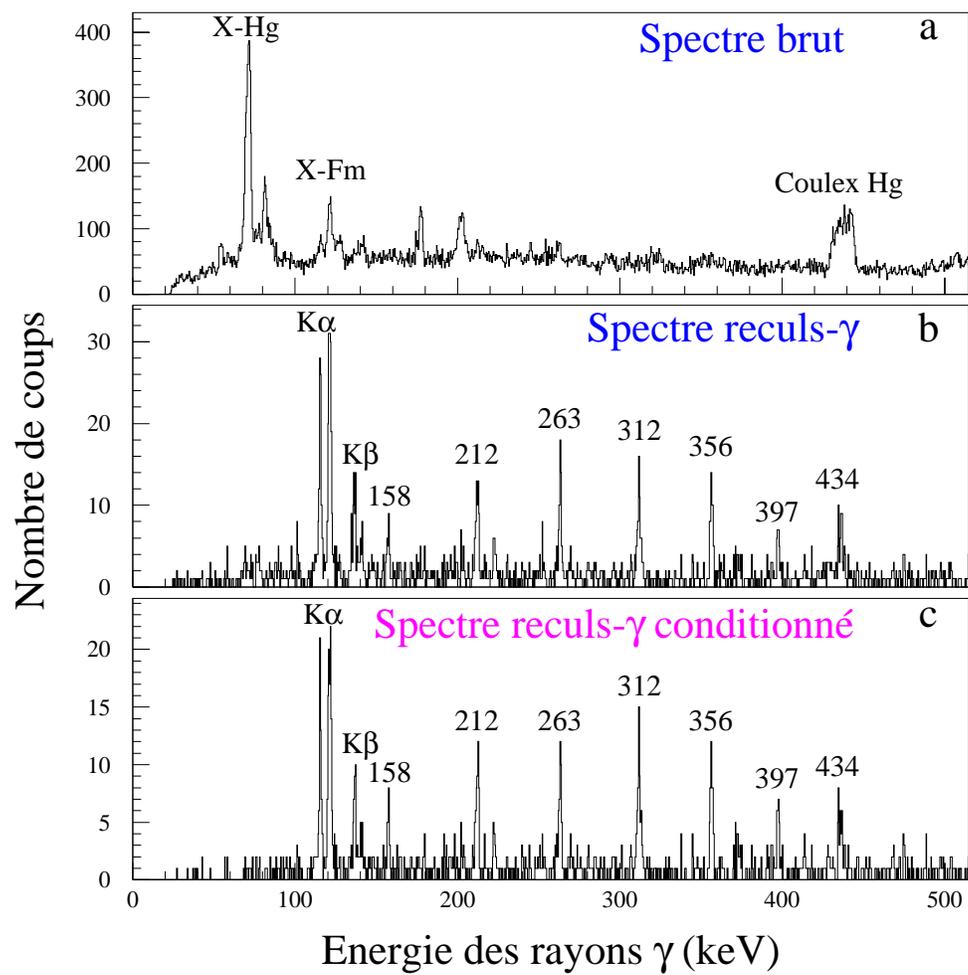


FIG. 15 - A partir du spectre γ sans condition (a), on obtient la bande rotationnelle du ^{250}Fm par coïncidence recul-gamma (b et c).

s'assurer que la bande rotationnelle observée est bien celle du ^{250}Fm , on utilise une technique nettement plus sélective décrite dans le paragraphe suivant.

6.3 Sélection des reculs par leur décroissance α : méthode RDT

Cette méthode, communément appelée RDT (Recoil Decay Tagging), est utilisée ici pour sélectionner les noyaux à l'aide de leur décroissance α caractéristique, et donc éliminer une partie du bruit de fond en améliorant la sélection des reculs du ^{250}Fm .

6.3.1 Principe

Le ^{250}Fm produit par fusion-évaporation va se désexciter rapidement (moins d'1 ns) par émission de rayons- γ . Ces photons sont détectés par Jurosphere au niveau de la cible. Après le passage dans le séparateur RITU, les reculs vont s'implanter dans le détecteur silicium puis vont décroître par émission d'une particule- α . La sélection des reculs du ^{250}Fm se fait grâce à leur décroissance α .

Le temps de vie du ^{250}Fm a été mesurée à $T_{\frac{1}{2},\alpha} = (30 \pm 3)\text{min}$ [15] [16]; et l'énergie de la particule- α émise est connue et vaut 7436 keV. Le programme d'analyse utilise ces données pour corrélérer les particules- α avec les reculs. Lorsque le détecteur silicium détecte une particule α au temps t , à la position $Y_{bot\alpha}$ et ayant l'énergie de la décroissance du ^{250}Fm , on effectue une recherche sur un intervalle de temps allant de t à $t - T$ (où T est le temps de recherche), pour trouver si un recul a été enregistré à une position voisine. Le recul trouvé est identifié comme étant un noyau de ^{250}Fm . La probabilité qu'un noyau se désintègre par émission α suit un loi exponentielle diminuant avec le temps. Ainsi, quand plusieurs reculs sont trouvés lors de la recherche, c'est celui qui s'est produit avec le plus petit intervalle de temps par rapport à l'émission α qui est sélectionné.

Quand la corrélation α -recoil est établie, il suffit d'incrémenter les spectres correspondant aux γ détectés en coïncidence avec les reculs du ^{250}Fm . Afin d'appliquer cette technique, il faut au préalable effectuer une calibration position-position.

6.3.2 Calibration position-position

Pour chaque corrélation recul- α , on calcule la position du recul et celle de la particule- α . On s'attend à ce qu'elle soient identiques étant donné que l'émission α se fait à l'endroit où le recul s'est implanté. Mais la différence entre les chaînes d'amplification à la sortie du détecteur silicium pour traiter les événements α (haut-gain) et les reculs (bas-gain), introduit une relation non linéaire entre les deux positions. Si on trace la matrice donnant Y_{botR} en fonction de $Y_{bot\alpha}$ (cf. FIG.16), on trouve une courbe représentant les "vraies" corrélations (cas où le recul et la particule- α ont été détectés proche l'un de l'autre) entourée d'un halo de points correspondant aux corrélations fortuites. En faisant un ajustement de la courbe, on trouve les trois

coefficients de calibration tels que :

$$Y_{bot_R} = a + b * Y_{bot_\alpha} + c * Y_{bot_\alpha}^2$$

Le résultat de cette calibration effectuée avec un temps de recherche de 60 minutes, est montré sur la figure 16.

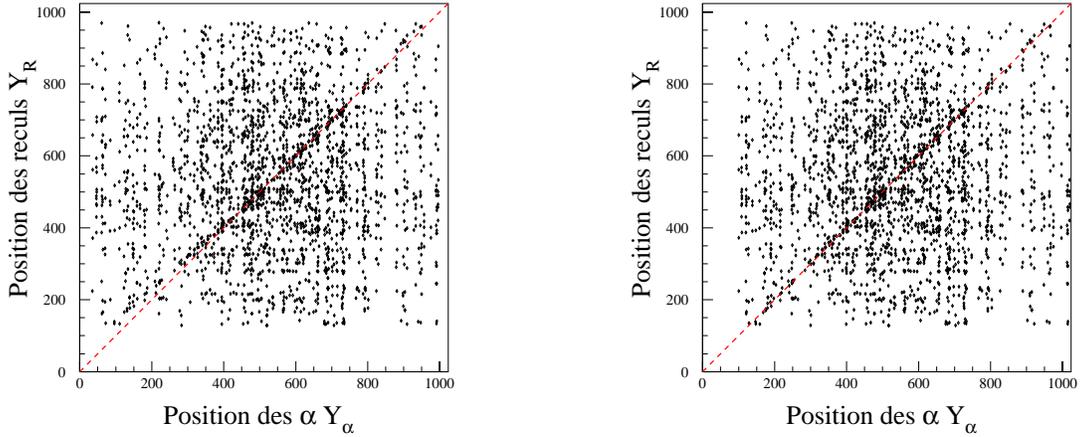


FIG. 16 - *Position des reculs en fonction de la position des particules- α sans calibration (à gauche) et avec la calibration position-position (à droite).*

Lorsque l'on trace la différence de position entre la particule- α et le recul (cf. FIG.17), on trouve un pic entouré du bruit de fond dû aux corrélations accidentelles. Lors de la recherche du recul, on ne considère que les événements se trouvant dans

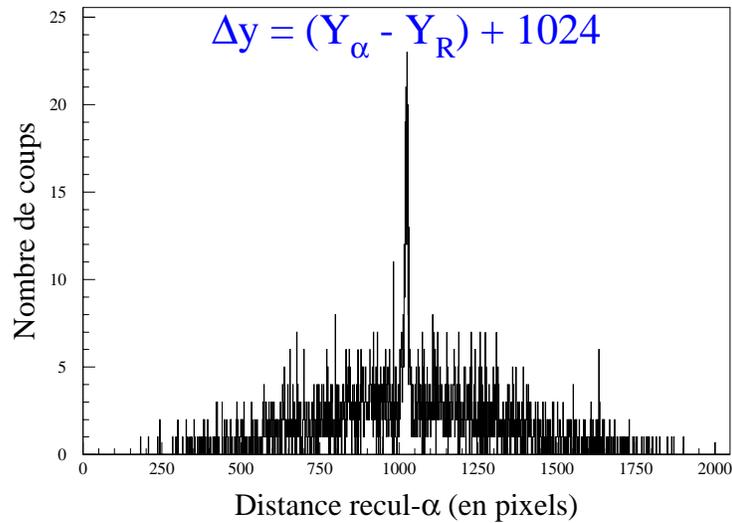


FIG. 17 - *Distribution de la différence de position entre le recul et la particule- α .*

le pic. Cela revient à ne prendre en compte que 25 pixels sur les 1024 de la piste : ce sont les pixels effectifs.

6.3.3 Bande rotationnelle par la méthode RDT

Pour que la technique fonctionne, il faut avant tout s'assurer que le temps moyen entre deux reculs implantés sur le même pixel effectif est supérieur au temps de recherche qui doit être de l'ordre de grandeur du temps de demi-vie du ^{250}Fm (30 min).

La distribution de la différence en temps entre deux reculs successifs est une exponentielle [17] :

$$f(\Delta t) = \lambda_{Recul} \exp(-\lambda_{Recul} \Delta t) \quad (4)$$

où $\frac{1}{\lambda_{Recul}}$ est le temps moyen entre deux reculs successifs. En utilisant cette formule pour faire un ajustement du spectre de la différence de temps entre deux reculs on obtient $T = 283 \text{ min}$ supérieur au temps de demi-vie du ^{250}Fm qui est d'une demi-heure.

Les spectres obtenus par RDT avec un temps de recherche de 30 min et 60 min sont

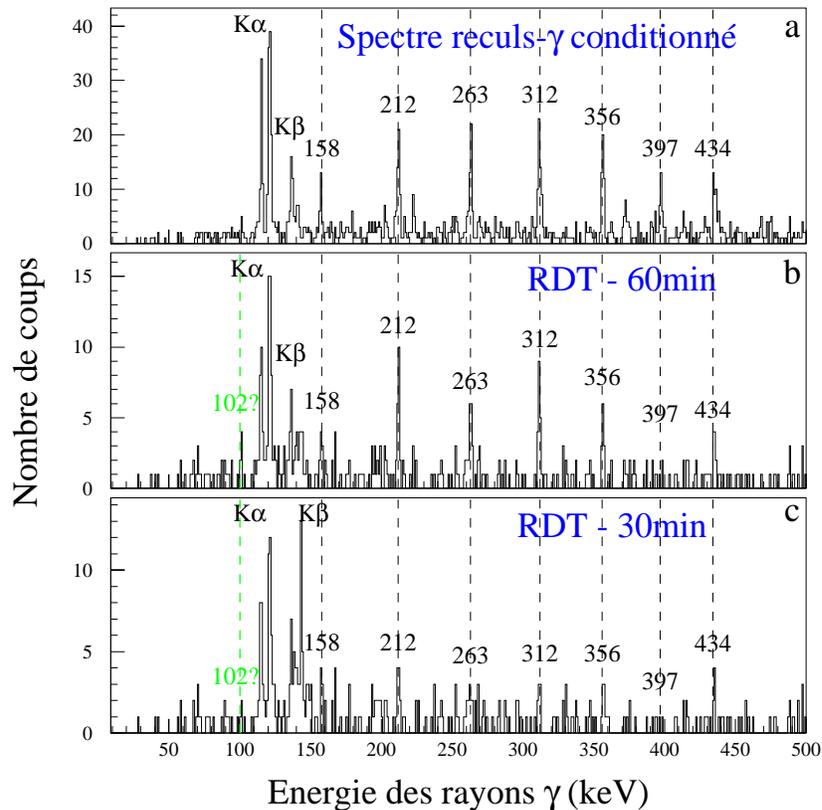


FIG. 18 - En a : rappel du spectre simplement conditionné sur les reculs. En b et c : spectres obtenus par RDT avec deux temps de recherche différents, respectivement 60 et 30 minutes.

présentés sur la figure (18 b, c). Les pics γ observés sur la figure (18a) subsistent.

On a ainsi la preuve que les transitions appartiennent au ^{250}Fm . La diminution de statistique est due à l'efficacité α d'environ 50 % et au temps de recherche. Nous démontrons au §6.3.5 que pour un temps de recherche de 60 minutes, environ 25 % des coups du spectre correspondent à des corrélations fortuites.

Le spectre de la bande rotationnelle, (cf. FIG.18), donne les énergies des transitions quadrupolaires électriques $E_\gamma = E(I) - E(I-2)$. A partir de ces énergies, on peut extrapoler l'énergie de la transition E_{2^+} entre les niveaux 2^+ et 0^+ en appliquant la méthode de Harris [18] et déduire à quelles transitions correspondent les pics γ observés. La méthode de Harris consiste à faire un ajustement de la courbe $\hbar I = f(\omega)$ par la fonction :

$$\hbar(I - \frac{1}{2}) = A\omega + B\omega^3 \quad (5)$$

où $\omega = \frac{E_\gamma}{2}$. Cet ajustement n'est possible que si on associe aux transitions les bonnes valeurs de I. On fait donc varier ces valeurs et on retient celles qui minimisent le χ^2 . Ainsi le premier pic γ situé aux alentours de 158 keV, est l'énergie de la transition entre les niveaux 6^+ et 4^+ ; le second, entre les niveaux 8^+ et 6^+ ...

Pour extrapoler la valeur de E_{2^+} , on résout l'équation (5) en remplaçant I par 2, les coefficients A et B étant donnés par l'ajustement. Finalement on trouve, $E_{2^+} \sim 44$ keV. On peut également extrapoler la valeur de E_{4^+} qui devrait se situer autour de 102 keV. Malheureusement, il semble peu probable que le pic que l'on visualise à 102 keV soit cette transition. En effet, lors de la désexcitation d'une bande rotationnelle, l'intensité des transitions augmente quand le moment angulaire diminue. Mais à faible énergie, le coefficient de conversion interne est tel (24.85 pour une transition E2 de 102 keV), qu'il paraît impossible d'observer les transitions γ $4^+ \rightarrow 2^+$ et $2^+ \rightarrow 0^+$.

6.3.4 Temps de vie

Pour déduire expérimentalement le temps de vie du ^{250}Fm , on trace le spectre donnant la différence entre le temps où le recul s'est implanté et le temps où la particule- α a été émise. Le résultat est une courbe formée de deux exponentielles décroissantes :

$$f(t) = A \exp(-\lambda_{exp} t) + B \exp(-\lambda_{bad} t) \quad (6)$$

$$\text{avec } \lambda_{Fm} = \lambda_{exp} - \lambda_{bad} = \frac{\ln 2}{T_{\frac{1}{2}}(Fm)}$$

où λ_{bad} provient des corrélations fortuites. La démonstration de cette formule n'apparaissant pas dans la littérature, nous avons jugé utile de la détailler en annexe B.

Ajustement de la courbe :

Avec le résultat de l'ajustement on peut déduire le temps de vie :

$$\lambda_{Fm} = (2.55 \times 10^{-2} \pm 1.6 \times 10^{-3})$$

$$T_{\frac{1}{2},\alpha}(Fm) \sim (27.1 \pm 1.5) \text{ min}$$

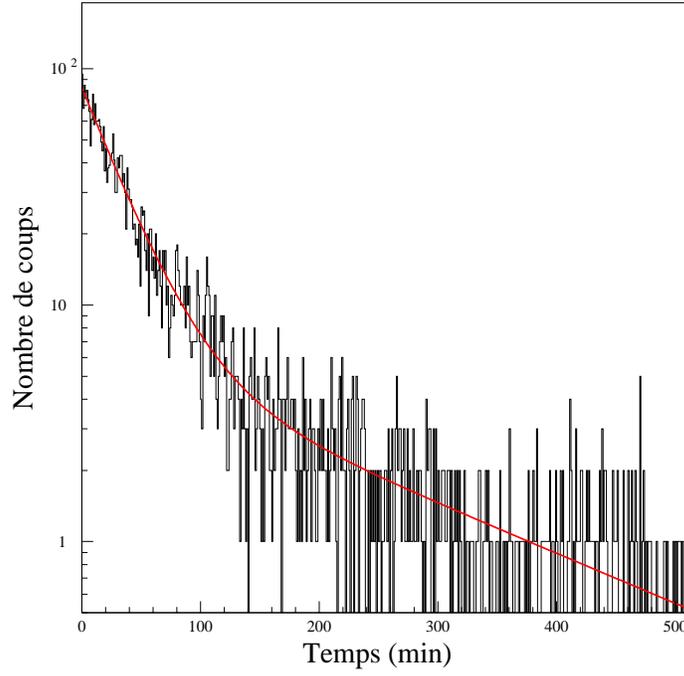


FIG. 19 - *Ajustement des deux exponentielles de la formule 6*

Le temps de vie α trouvé est inférieur aux valeurs qui sont fournies dans [15] [16], bien qu'il se situe dans l'intervalle d'erreur.

Il est à noter que la technique RDT permet de ne mesurer que le temps de demi-vie par décroissance α , les autres modes de décroissance par fission spontanée ou capture électronique ne sont pas détectés.

6.3.5 Taux de coïncidences fortuites

Dans les spectres représentés sur la figure (18b, c) il est nécessaire de connaître quel est le pourcentage de coïncidences recul- α fortuites en fonction du temps de recherche T afin d'adapter au mieux celui-ci. Dans l'intervalle de temps $[0;T]$:

▷ le nombre de bonnes corrélations (cf. annexe B CAS n°2) vaut :

$$\begin{aligned}
 N_{bon} &= \int_0^T A_{Fm} e^{-(\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad})t} dt \\
 N_{bon} &= \frac{A \lambda_{Fm}}{(\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad})^2} (1 - e^{-(\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad})T}) \quad (7)
 \end{aligned}$$

▷ le nombre de mauvaises corrélations (cf. annexe B CAS n°3 et CAS n°4) vaut :

$$\begin{aligned}
 N_{bad} &= \int_0^T A_{Bad} e^{-(\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad})t} dt + \int_0^T B e^{-\lambda_{Bad}t} dt \\
 N_{bad} &= \frac{A \lambda_{Bad}}{(\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad})^2} (1 - e^{-(\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad})T}) + \frac{B}{\lambda_{Bad}} (1 - e^{-\lambda_{Bad}T}) \quad (8)
 \end{aligned}$$

Ainsi, la probabilité en fonction du temps de recherche T que le recul trouvé soit le bon vaut :

$$P(T) = \frac{N_{bon}}{N_{bon} + N_{bad}}$$

Cette probabilité est représentée sur la figure (20).

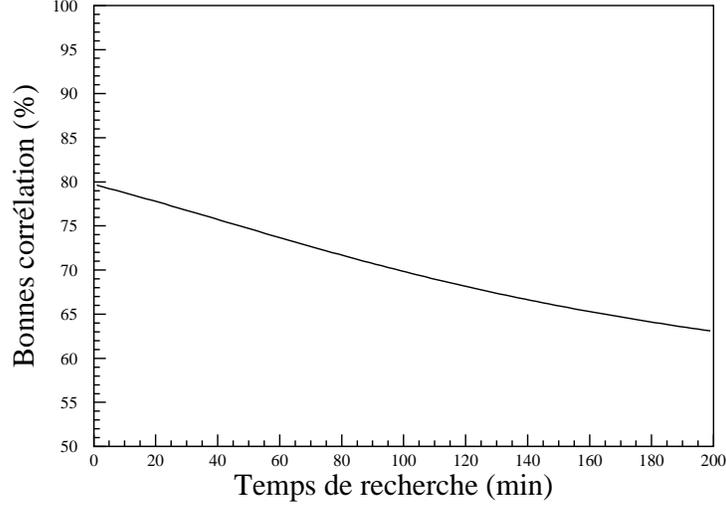


FIG. 20 - Probabilité que la corrélation recul- α soit bonne en fonction du temps de recherche.

7 Confrontation aux prédictions théoriques

Toutes les valeurs théoriques présentées dans ce paragraphe ont été fournies par Thomas Duguet, Paul Bonche et Paul-Henri Heenen. Leurs calculs [7] sont basés sur la théorie de Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) et la prescription de Lipkin-Nogami, en utilisant comme interaction effective, la force de type Skyrme, SLy4 [19]. Les calculs de type HFB permettent d'intégrer les effets du pairing, mais le nombre de particules n'est plus conservé. La prescription de Lipkin-Nogami introduit une contrainte pour favoriser les dispersions non nulles de l'opérateur nombre de particules, de telle manière que sa projection donne le bon nombre de particules.

7.1 Moment d'inertie dynamique

Expérimentalement, les moments d'inertie dynamiques $\mathcal{J}^{(2)}(I)$ associés aux transitions $I+2 \rightarrow I$ (d'énergie E_{γ_1}) et $I \rightarrow I-2$ (d'énergie E_{γ_2}) sont calculés en appliquant la formule :

$$\mathcal{J}^{(2)}(I) = \frac{4\hbar^2}{E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}}$$

La fréquence de rotation $\omega(I)$ qui lui est associée est obtenue en faisant la moyenne des 2 énergies de transition :

$$\hbar\omega(I) = \frac{1}{2} \frac{E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}}{2}$$

Pour les noyaux ^{250}Fm et $^{252,254}\text{No}$, la confrontation entre les résultats expérimentaux et théoriques [7], donnant la variation du $\mathcal{J}^{(2)}$ en fonction de la fréquence de rotation (cf. FIG.21), montre que les calculs théoriques sont capables de reproduire le comportement de ces noyaux excités collectivement, à savoir une augmentation du $\mathcal{J}^{(2)}$ à partir de $\omega=170$ keV/ \hbar .

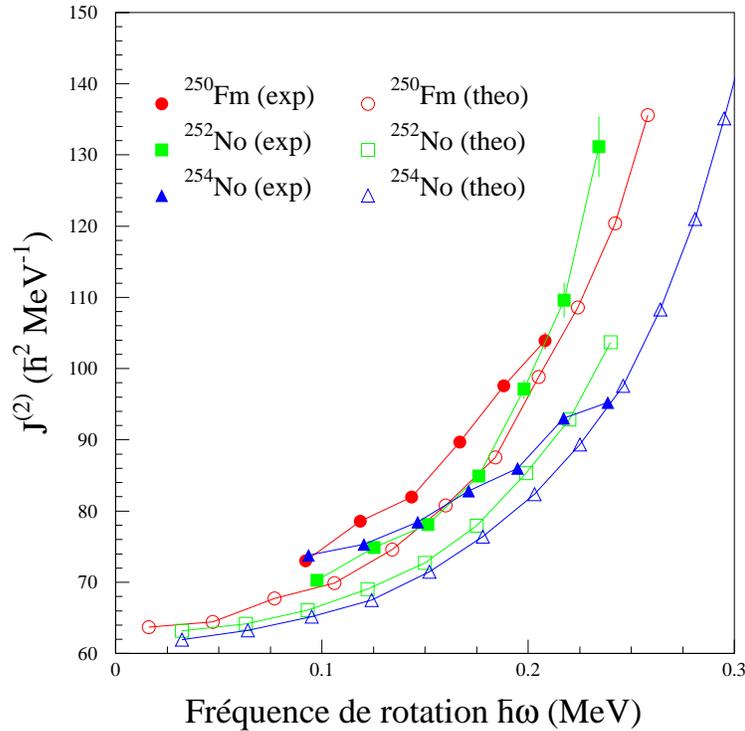


FIG. 21 - Moments d'inertie dynamiques en fonction de la fréquence de rotation.

Cette augmentation provient de l'alignement successif des paires de nucléons brisées par la rotation. Du fait de cet alignement, la contribution des moments angulaires individuels des nucléons s'ajoute, augmentant ainsi le moment angulaire total du noyau, donc son moment d'inertie dynamique (cf. formule(3)).

7.2 Moment quadrupolaire et déformation

A partir de l'énergie E_{2+} calculée précédemment, il est possible d'estimer la déformation quadrupolaire du noyau [20]. On commence par calculer le temps de vie partiel par décroissance γ (τ_{2+}). Pour cela, on utilise la systématique donnée dans [8] :

$$\ln(\tau_{\gamma} Z^2) = 65.15 - 4.017 \ln E_{2+} - 5.23 \ln A$$

où E_{2+} doit être exprimé en keV et le résultat τ_{2+} est donné en ps. On obtient donc le taux de transition $T(E2)$ entre les niveaux 2^+ et 0^+ en inversant τ_{2+} . Pour calculer le moment quadrupolaire Q_0 , on utilise la formule donnée par Bohr et Mottelson [21], du taux de transition électrique :

$$T(E2) = 1.22 \times 10^9 B(E2) E_{2+}^5$$

$$\text{où } B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) = \frac{5}{16 \pi} Q_0^2 \langle 2020|00 \rangle^2 \text{ est la probabilité de transition.}$$

Les résultats de ces calculs, ainsi que les valeurs théoriques qui reproduisent tout à fait les valeurs expérimentales sont donnés dans le tableau suivant :

	E_{2+} (keV)	τ_{2+} (ps)	Q_0 (e.fm ²)	$Q_{proton,théo}$ (e.fm ²)	β_2
²⁵⁰ Fm	44.2	1.39×10^5	1325	1320	0.278
²⁵² No	46.4	1.05×10^5	1347	1351	0.276
²⁵⁴ No	44.0	1.25×10^5	1412	1351	0.287

où la déformation a été déduite de :

$$Q_0 = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{6 Z e a_0^2 A^{\frac{2}{3}}}{\sqrt{15} \pi} \beta_2 (1 + 0.360 \beta_2).$$

Aussi bien expérimentalement que théoriquement, il s'avère difficile de faire une analyse plus poussée afin d'obtenir plus d'informations quant à la structure des transférmiens. Il faudra pour cela attendre les expériences sur les noyaux impairs. Ces noyaux possèdent un nucléon non apparié, et l'excitation de ce nucléon apporte les renseignements nécessaires pour trouver l'ordre et l'énergie des niveaux à une particule.

Conclusion et perspectives

Le travail effectué durant ce stage a été une initiation complète à la physique nucléaire expérimentale. Les tests effectués en début de stage sur les détecteurs germanium clover segmentés, m'ont apportée de nombreuses connaissances techniques (notamment en électronique), que j'ai pu appliquer dans les expériences auxquelles j'ai participé au G.A.N.I.L. De plus, le dépouillement de l'expérience sur le ^{250}Fm m'a familiarisée avec le dispositif expérimental Jurosphere-RITU et les méthodes informatiques, employés pour faire une analyse par RDT, dans les expériences réalisées à l'université de Jyväskylä étudiant les noyaux lourds par spectroscopie γ .

Ce stage ouvre sur un travail de thèse qui continuera l'étude des transfermium au cours d'expériences sur le ^{251}Md par spectroscopies γ et électron après décroissance α (au G.A.N.I.L.) et électron prompt (à Jyväskylä). Pour l'instant, seuls les noyaux pair-pair ont été étudiés. De ces expériences, de nombreuses informations sur les propriétés collectives des noyaux ont pu être déduites, permettant d'extrapoler le paramètre de déformation, qui se situe autour de $\beta \sim 0.27$. Cette valeur a été vérifiée par les théoriciens. En ce moment, les premières expériences sur les noyaux impairs commencent à se mettre en place. En plus d'excitations collectives, ces noyaux ont également un mode d'excitations individuel. C'est pour cela que les résultats seront attendus avec impatience, car ils fourniront des renseignements précieux sur les niveaux d'excitation individuels, donc sur la structure des noyaux lourds.

Le second aspect du travail de thèse, concerne le futur multidétecteur A.G.A.T.A. ("*Advanced GAMMA Tracking Array*"). Projet européen qui s'inscrit dans la suite logique d'EXO GAM, A.G.A.T.A. sera composé de 180 cristaux germanium hexagonaux et 10 pentagonaux, hautement segmentés couvrant à eux seuls, car il n'y a pas de détecteur anti-Compton, un angle solide quasiment égal à 4π . Le but d'A.G.A.T.A. sera de reconstruire la trajectoire des rayonnements γ en 3 dimensions dans les différents cristaux de germanium. Ceci sera rendu possible par l'augmentation de la granularité des détecteurs et l'analyse de la forme des signaux. Cette évolution fait de A.G.A.T.A., un instrument performant pour l'étude de la structure nucléaire aux limites de la stabilité, grâce à sa haute efficacité (variant de 25 à 50 % en fonction de la multiplicité) et à sa bonne résolution angulaire (environ 1° , minimisant ainsi l'élargissement Doppler).

Les connaissances acquises tout au long de ces 5 mois, sur les noyaux lourds et les détecteurs segmentés constituent le premier pas vers le travail de thèse proposé. Ce stage m'a plus que jamais motivée pour poursuivre ma formation en structure nucléaire au sein du groupe Gamma.

ANNEXE A : Rapport de tests

EXOGRAM CLOVER TEST SHEET

Clover serial number: CLOVER SEG4 N° EXOGAM SO4

Date: February-March 2002

Tested by: DAPNIA/SPhN/Gamma : A. Chatillon, Ch. Theisen, E. Bouchez,
K. Hauschild, A. Hürstel, W. Korten, Y. Le Coz, M. Rejmund

0. Visual inspection

In this section report on mechanical inspection of the various part of the detector: overall aspect, deterioration (oxydisation, stripes, ...), dewar, mechanics, patch panel, cables, connectors, labels, gaskets, etc.

For the cooling down procedure of the detector please see section 3.

Bias voltage +12V, -12 Volts applied on all the preamplifiers.
All specifications when existing are indicated in italic characters.

1. Specifications for each individual crystal in the Clover detector

1.1. Fabrication

Crystal	A	B	C	D
V _d (Volts)	+3000	+2250	+3000	+2750
V _{op} (Volts)	+3500	+3500	+3500	+3500

V_d: depletion voltage; V_{op}: nominal voltage

$$V_d \geq 2000V, V_{op} = V_d + V_{off} \text{ avec } V_{off} \geq 500V$$

1.2. Energy resolution

Gamma-ray source (⁶⁰Co and ⁵⁷Co) placed at the centre of the 4 crystals of the Clovers and at 25 cm from the front face.

Counting rate (≤ 1000 cps):

Number of counts in the photopeak ($\geq 10^5$ cps) :

High resolution spectroscopic amplifier: IN 7200

1k Ω amplifier input

Inner contact	Shaping Time : 6 μ s			
	Crystal :			
	A	B	C	D
FWHM (keV) @1.33MeV	2.21 \pm 0.02	2.06 \pm 0.02	2.01 \pm 0.02	2.15 \pm 0.03
FWTM (keV) @1.33MeV	4.25 \pm 0.03	3.91 \pm 0.04	3.72 \pm 0.04	4.04 \pm 0.03
FWHM (keV) @122keV	1.24 \pm 0.01	1.23 \pm 0.01	1.23 \pm 0.01	1.27 \pm 0.02
FWTM (keV) @122keV	2.26 \pm 0.02	2.28 \pm 0.02	2.31 \pm 0.02	2.34 \pm 0.02
FWTM/FWHM @1.33MeV	1.92 \pm 0.03	1.89 \pm 0.04	1.85 \pm 0.03	1.88 \pm 0.04
FWTM/FWHM @122keV	1.82 \pm 0.04	1.85 \pm 0.03	1.88 \pm 0.03	1.84 \pm 0.04
Peak/Total ratio*	17.8 \pm 0.2%	14.7 \pm 0.1%	14.8 \pm 0.1%	16.2 \pm 0.1%

* : Total number of counts above 30 keV

Inner contact	Shaping Time : 3 μ s			
	Crystal :			
	A	B	C	D
FWHM (keV) @1.33MeV	2.34 \pm 0.04	2.17 \pm 0.03	2.12 \pm 0.03	2.27 \pm 0.02
FWTM (keV) @1.33MeV	4.52 \pm 0.04	4.14 \pm 0.04	3.93 \pm 0.05	4.28 \pm 0.05
FWHM (keV) @122keV	1.37 \pm 0.01	1.34 \pm 0.01	1.33 \pm 0.02	1.37 \pm 0.02
FWTM (keV) @122keV	2.49 \pm 0.02	2.46 \pm 0.02	2.43 \pm 0.02	2.55 \pm 0.02
FWTM/FWHM @1.33MeV	1.93 \pm 0.05	1.92 \pm 0.04	1.86 \pm 0.05	1.88 \pm 0.04
FWTM/FWHM @122keV	1.82 \pm 0.03	1.84 \pm 0.03	1.83 \pm 0.03	1.86 \pm 0.03

$FWHM \leq 2.3keV @ E_{\gamma} = 1.33 MeV$ of ^{60}Co

$FWHM \leq 1.3keV @ E_{\gamma} = 122 keV$ of ^{57}Co

$FWTM \leq 2*FWHM$

Outer Contact	Shaping Time : 6 μ s							
	Crystal							
	A				B			
Outer	1*	2**	3**	4**	1*	2**	3**	4**
FWHM (keV) @1.33MeV	2.44±0.02	2.92±0.04	2.85±0.03	3.58±0.03	2.46±0.02	2.82±0.04	2.70±0.03	3.15±0.04
FWTM (keV) @1.33MeV	4.51±0.03	5.49±0.03	5.52±0.04	6.72±0.05	4.54±0.04	5.18±0.03	5.13±0.04	5.82±0.03
FWTM/FWHM @1.33MeV	1.85±0.03	1.88±0.03	1.93±0.04	1.88±0.03	1.84±0.03	1.84±0.03	1.90±0.04	1.85±0.03
FWHM (keV) @122 keV	1.85±0.02	2.23±0.02	2.12±0.02	3.14±0.03	1.90±0.01	2.23±0.02	2.08±0.02	2.68±0.02
FWTM (keV) @122 keV	3.36±0.02	4.11±0.03	3.92±0.02	5.70±0.04	3.53±0.02	4.12±0.02	3.93±0.02	4.91±0.03
FWTM/FWHM @122 keV	1.82±0.03	1.84±0.03	1.85±0.02	1.81±0.03	1.85±0.02	1.85±0.03	1.89±0.03	1.83±0.03

Outer Contact	Shaping Time : 6 μ s							
	Crystal							
	C				D			
Outer	1*	2**	3**	4**	1*	2**	3**	4**
FWHM (keV) @1.33MeV	2.30±0.03	2.68±0.03	2.55±0.03	3.06±0.03	3.57±0.2	2.90±0.04	3.29±0.03	3.13±0.03
FWTM (keV) @1.33MeV	4.23±0.03	4.99±0.07	4.78±0.03	5.66±0.05	6.53±0.02	5.45±0.03	6.12±0.05	5.77±0.05
FWTM/FWHM @1.33MeV	1.84±0.03	1.85±0.03	1.88±0.03	1.85±0.03	1.82±0.1	1.88±0.04	1.86±0.04	1.84±0.04
FWHM (keV) @122 keV	1.75±0.01	2.19±0.02	2.03±0.02	2.62±0.03	2.49±0.02	2.39±0.02	2.83±0.03	2.62±0.02
FWTM (keV) @122 keV	3.23±0.02	3.98±0.03	3.71±0.02	4.80±0.03	4.55±0.02	4.41±0.02	5.26±0.03	4.83±0.03
FWTM/FWHM @122 keV	1.85±0.02	1.82±0.03	1.83±0.02	1.83±0.03	1.83±0.02	1.85±0.02	1.86±0.03	1.85±0.02

$FWHM \leq 3.2keV @ E_{\gamma} = 1.33MeV$ of ^{60}Co

$FWHM \leq 2.3keV @ E_{\gamma} = 122 keV$ of ^{57}Co

Outer Contact	Shaping Time : 3 μ s							
	Crystal							
	A				B			
Outer	1*	2**	3**	4**	1*	2**	3**	4**
FWHM (keV) @1.33MeV	2.79 \pm 0.02	3.09 \pm 0.04	3.13 \pm 0.03	4.07 \pm 0.04	2.80 \pm 0.04	3.04 \pm 0.03	2.94 \pm 0.03	3.55 \pm 0.04
FWTM (keV) @1.33MeV	5.12 \pm 0.02	5.90 \pm 0.04	6.03 \pm 0.04	7.56 \pm 0.05	5.18 \pm 0.03	5.64 \pm 0.04	5.56 \pm 0.03	6.56 \pm 0.04
FWTM/FWHM @1.33MeV	1.83 \pm 0.02	1.91 \pm 0.04	1.92 \pm 0.03	1.86 \pm 0.03	1.85 \pm 0.03	1.86 \pm 0.04	1.90 \pm 0.03	1.85 \pm 0.03
FWHM (keV) @122keV	2.20 \pm 0.02	2.52 \pm 0.02	2.58 \pm 0.02	3.57 \pm 0.03	2.26 \pm 0.02	2.50 \pm 0.02	2.40 \pm 0.02	3.10 \pm 0.02
FWTM (keV) @122keV	4.08 \pm 0.02	4.63 \pm 0.02	4.83 \pm 0.03	6.62 \pm 0.03	4.16 \pm 0.02	4.62 \pm 0.02	4.40 \pm 0.03	5.64 \pm 0.03
FWTM/FWHM @122keV	1.85 \pm 0.02	1.84 \pm 0.02	1.87 \pm 0.03	1.85 \pm 0.02	1.84 \pm 0.02	1.85 \pm 0.02	1.83 \pm 0.02	1.82 \pm 0.02

Outer Contact	Shaping Time : 3 μ s							
	Crystal							
	C				D			
Outer	1*	2**	3**	4**	1*	2**	3**	4**
FWHM (keV) @1.33MeV	2.64 \pm 0.02	2.95 \pm 0.03	2.82 \pm 0.03	3.46 \pm 0.05	3.41 \pm 0.05	3.15 \pm 0.03	3.46 \pm 0.04	3.50 \pm 0.03
FWTM (keV) @1.33MeV	4.83 \pm 0.04	5.45 \pm 0.03	5.21 \pm 0.03	6.41 \pm 0.05	6.23 \pm 0.06	5.79 \pm 0.04	6.35 \pm 0.07	6.50 \pm 0.05
FWTM/FWHM @1.33MeV	1.83 \pm 0.03	1.85 \pm 0.03	1.85 \pm 0.03	1.85 \pm 0.04	1.82 \pm 0.04	1.84 \pm 0.03	1.84 \pm 0.04	1.86 \pm 0.03
FWHM (keV) @122keV	2.13 \pm 0.01	2.45 \pm 0.02	2.25 \pm 0.02	3.03 \pm 0.02	2.81 \pm 0.02	2.69 \pm 0.02	2.96 \pm 0.02	2.99 \pm 0.03
FWTM (keV) @122keV	3.96 \pm 0.02	4.46 \pm 0.02	4.14 \pm 0.02	5.55 \pm 0.02	5.20 \pm 0.03	4.99 \pm 0.03	5.47 \pm 0.03	5.46 \pm 0.03
FWTM/FWHM @122keV	1.86 \pm 0.02	1.82 \pm 0.02	1.84 \pm 0.02	1.83 \pm 0.02	1.85 \pm 0.03	1.86 \pm 0.02	1.85 \pm 0.02	1.82 \pm 0.03

* : ampli = IN 7200

** : ampli = Ortec 427A

1.3. Relative efficiency

The gamma-ray source is placed at the centre of the 4 crystals of the Clovers and at 25 cm from the front face of the crystal (i.e. 24.3 cm from the front face of the detector).

Source: ^{60}Co (1.33MeV)

Note: Uncertainty of source intensity not included.

	Crystal			
	A	B	C	D
Relative efficiency(%) @1.33MeV	41.3±0.6	39.6±0.6	39.3±0.6	38.2±0.6

$\epsilon \geq 40\%$ @ $E_\gamma = 1.33\text{MeV}$ of ^{60}Co

1.4. Timing measurement

This measurement is carried out relative to a fast plastic scintillator (BaF2, BGO, NaI,...) and a ^{60}Co source.

Electronics for Ge Crystal :

- TFA : Ortec 545. Differentiation = 200 ns ; Integration = 0 ns.
- CFD : Ortec 934. Delay = 30 ns ; Fraction = 0.2.

Electronics for scintillator :

- TFA : Canberra 2111. Differentiation = 0 ns ; Integration = 0 ns.
- CFD : Ortec 934. Delay = 4ns ; Fraction = 0.2.

TAC : Ortec 457

	Crystal			
	A	B	C	D
FWHM (ns) @ 1.33 MeV (^{60}Co)	4.6	4.6	5.0	4.5
FWHM (ns) 100 - 1332 keV (^{60}Co)	8.2	7.6	8.5	7.8

$FWHM \leq 6\text{ns}$ for $E_\gamma \geq 100\text{keV}$

2. Specification for each Clover

2.1. Photopeak efficiency

The gamma-ray source is placed at the centre of the 4 crystals of the Clovers and at 11.4 cm from the front face of the crystal (i.e. 10.7 cm from the front face of the detector).

Source : ^{60}Co (1.33MeV)

Note : Uncertainty of source intensity not included.

	Crystal			
	A	B	C	D
Photopeak efficiency @1.33MeV	$1.73 \pm 0.03 \cdot 10^{-3}$	$1.65 \pm 0.03 \cdot 10^{-3}$	$1.63 \pm 0.03 \cdot 10^{-3}$	$1.62 \pm 0.03 \cdot 10^{-3}$

$$\epsilon_r \geq 1.7 \cdot 10^{-3} @ E_\gamma = 1.33 \text{ MeV of } ^{60}\text{Co}$$

2.2. Preamplifiers

■ DC offset ($< 5 \text{ mV}$) :

Inner contacts: (1M Ω oscilloscope termination)

Counting Rate (Hz)	DC Offset (mV)			
	A	B	C	D
150 (No source)	-1	1	2	3
500 (^{60}Co)	1.5	2.5	5	6
1000 (^{60}Co)	5	6	9	9
2000 (^{60}Co)	13	12	16	16
3000 (^{60}Co)	18	20	22	23
4000 (^{60}Co)	26	25	30	30
6000 (^{60}Co)	37	36	40	39
8000 (^{60}Co)	47	48	50	50
10000 (^{60}Co)	59	58	64	61

Outer contacts: (1M Ω oscilloscope termination)

Signal	DC Offset (mV)	Signal	DC Offset (mV)
A1	11	B1	8
A2	4	B2	6
A3	2	B3	3
A4	7	B4	6
C1	7	D1	11
C2	6	D2	7
C3	6	D3	3
C4	6	D4	6

Outer contact DC Offset is not a function of the counting rate.

■ Noise

Preamplifier	Noise (mV)	Preamplifier	Noise (mV)
A	1.3	B	1.4
A1	2.2	B1	2.2
A2	2.2	B2	2.3
A3	2.2	B3	2.6
A4	2.5	B4	2.6
C	1.3	D	1.3
C1	2.2	D1	2.3
C2	2.3	D2	2.3
C3	2.2	D3	2.8
C4	2.8	D4	2.8

Measurement performed with a 1 M Ω termination

2.2.1. **Rise time** (collection time)

Inner contacts:

* Gamma sources (^{60}Co and ^{57}Co) placed in front of the tested crystal

Visualisation with $1\text{M}\Omega$ termination on the oscilloscope and measurement of the rising time between 10% and 90%.

** Pulser on the corresponding preamplifier test input :

Pulse 1 @ $E_\gamma = 1.33\text{MeV}$: amplitude: 66mV, rise time: 10ns, fall time: >1ms

Pulse 2 @ $E_\gamma = 122\text{keV}$: amplitude: 6mV, rise time: 10ns, fall time : > 1ms

Visualisation of the preamplifier output under $1\text{M}\Omega$ termination on the oscilloscope. All rise-time measurement performed between 10% and 90% of the signal height.

Note : rise time from pulse generator $\sim 9\text{ns}$

Crystal	t_m (ns) ^{60}Co @1.33MeV*	t_m (ns) ^{57}Co @122keV*	t_m (ns) Pulse 1**	t_m (ns) Pulse2**
A	100-230		70	70
B	80-190		49	47
C	90-220		54	54
D	90-190		46	45

$T_m \approx 30\text{ns}$ between 10% and 90%

Outer contacts

Measurements carried out with ^{60}Co and ^{57}Co sources

Visualisation of the preamplifier outputs with $1\text{M}\Omega$ termination on the oscilloscope

All rise-time measurement performed between 10% and 90% of the signal height.

Crystal	Outer	t_m (ns) $^{60}\text{Co}@1.33\text{MeV}$	t_m (ns) $^{57}\text{Co}@122\text{keV}$
A	1	120-240	110-230
	2	110-240	100-230
	3	110-240	90-300
	4	270-350	210-390
B	1	130-230	90-240
	2	120-230	90-270
	3	130-250	100-310
	4	140-310	120-280
C	1	100-220	100-220
	2	100-210	90-240
	3	110-260	80-300
	4	110-220	100-300
D	1	130-220	110-230
	2	200-290	160-350
	3	120-250	110-330
	4	140-250	120-280

2.2.2. Sensitivity

Gamma ray sources (^{60}Co and ^{57}Co) placed in front of the tested crystal. Signal from a pulse generator injected into the test input of the preamplifier and adjusted to deliver an output signal (after the spectroscopic amplifier terminated with $1\text{M}\Omega$) equivalent to a given gamma ray energy (122keV and 1.33MeV). Measurement of the input (V_{in}) and output (V_{out}) pulses from the preamplifiers.

Crystal	V_{out} (mV) @1.33MeV	V_{out} (mV) @122keV	Sensitivity (mV/MeV)
A	276	24	208
B	276	24	208
C	278	24	210
D	273	24	206

Signal	V_{out} (mV) @1.33MeV	V_{out} (mV) @122keV	Sensitivity (mV/MeV)
A1	265	23	200
A2	264	25	197
A3	274	26	205
A4	268	25	201
B1	261	24	196
B2	240	24	179
B3	264	26	197
B4	264	24	198
C1	269	24	202
C2	260	24	195
C3	254	24	190
C4	272	24	205
D1	265	24	199
D2	266	25	199
D3	274	25	206
D4	270	24	203

Note : Estimated error : $\pm 2\%$
Sensitivity : 200 mV/MeV $\pm 5\%$

3. Operating temperature

These measurements are to be carried out under normal weather conditions (humidity and temperature).

Cooling down time measurement:

Measure the temperature as a function of time when cooling down the Clover. This must be done up to the detector has reached the nominal operating temperature.

Holding time measurement:

When the detector is to be warmed up (and has been previously stabilised at nominal operating temperature) fill the detector for the last time and measure the temperature as a function of time without any filling up to it has reached room temperature.

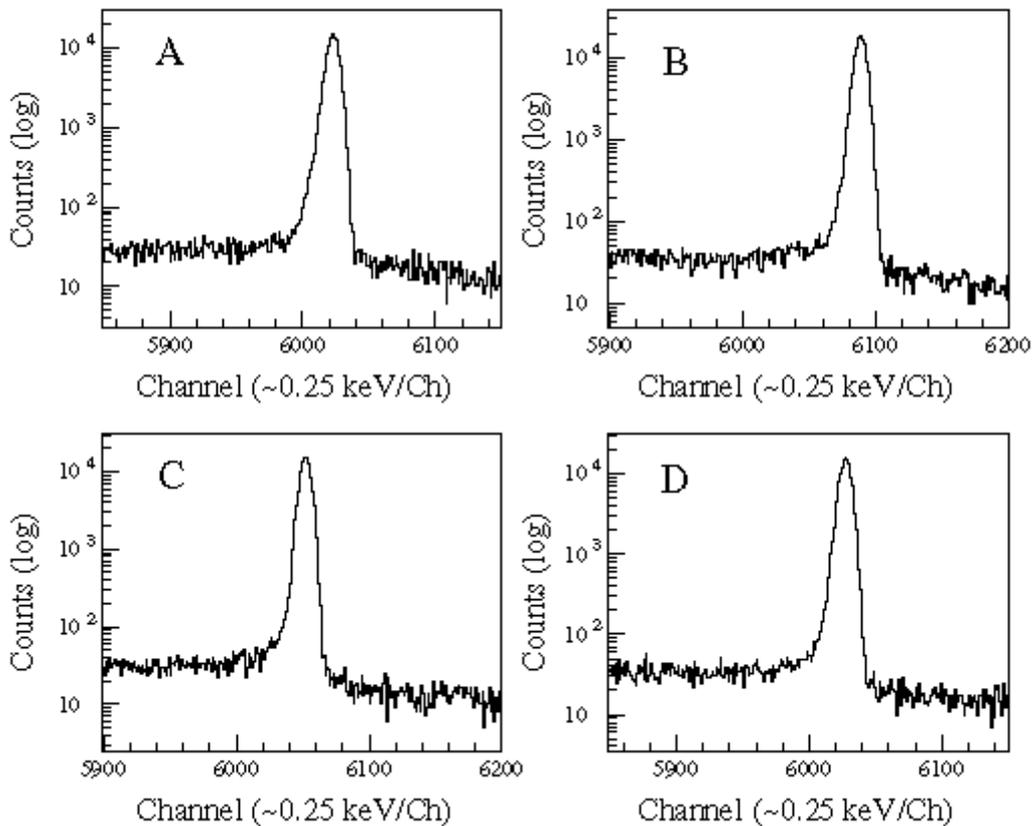
4. Spectra and figures

Hardcopy of spectra have to be attached to this sheet : zooms in the photopeak region (122 keV and 1.33 MeV) centred around the photopeak and covering 400 channels, 0.5 keV per channel. The γ -scale should be magnified in such a way that any tail is clearly visible.

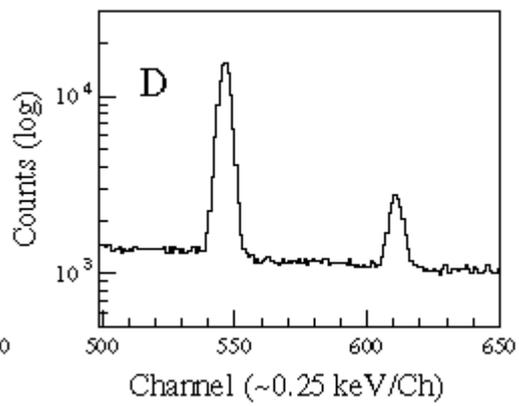
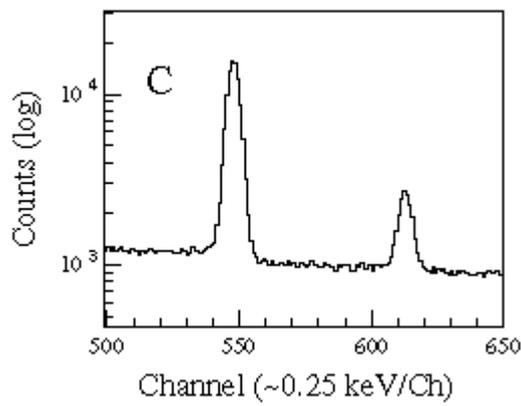
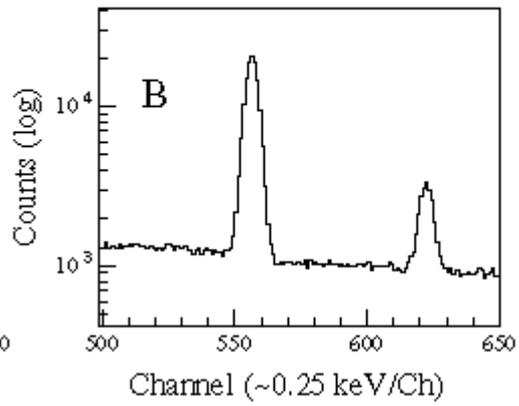
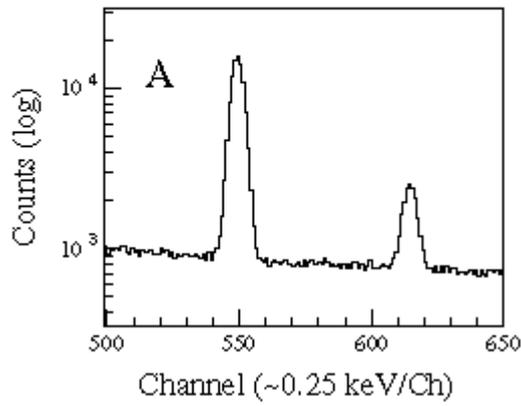
Any useful figure such as pulse snapshots or spectra showing clearly a specific behaviour of the detector is to be attached to this form.

4.1. Inner contact spectra

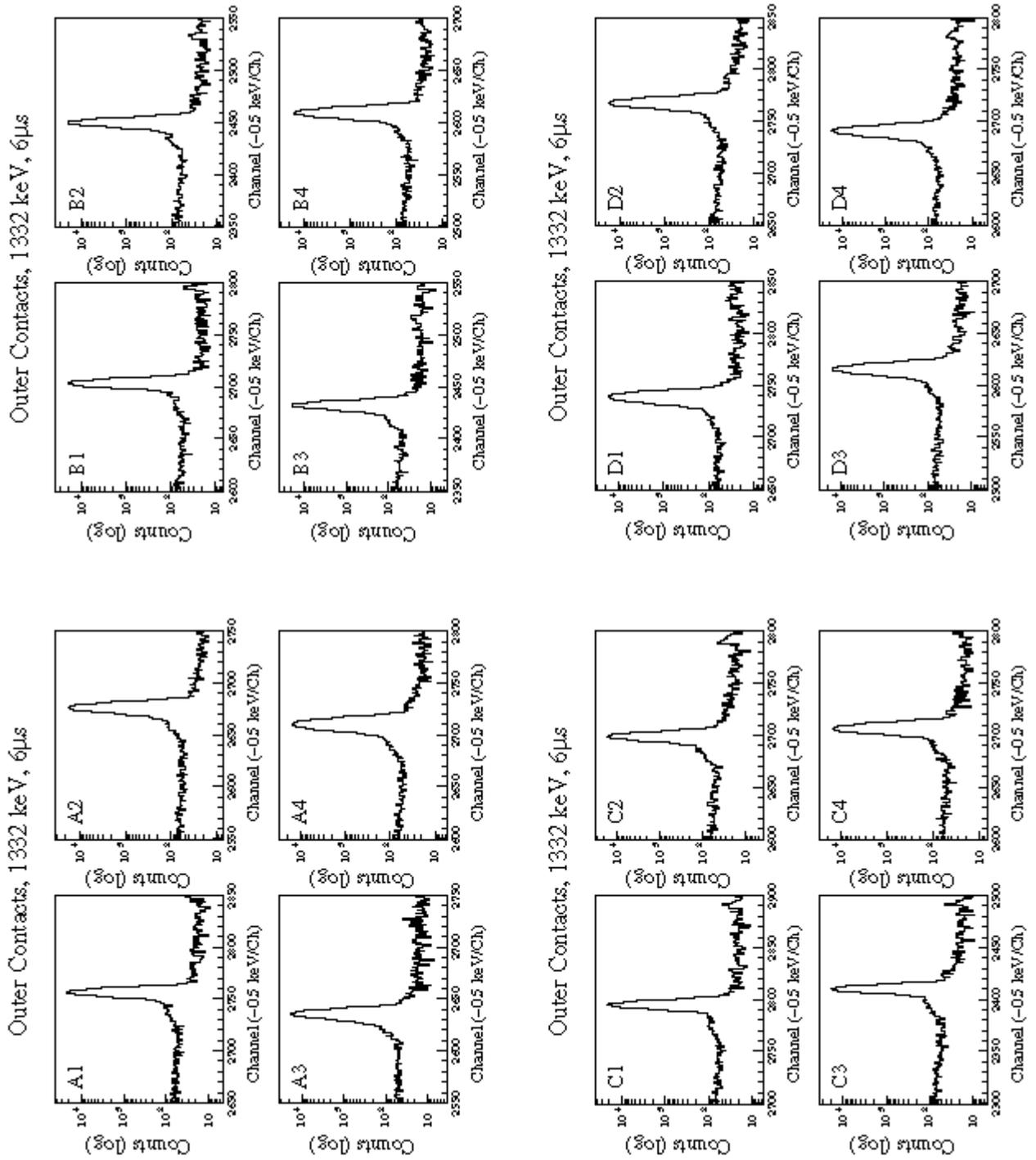
Inner Contact, 1332 keV, 6 μ s

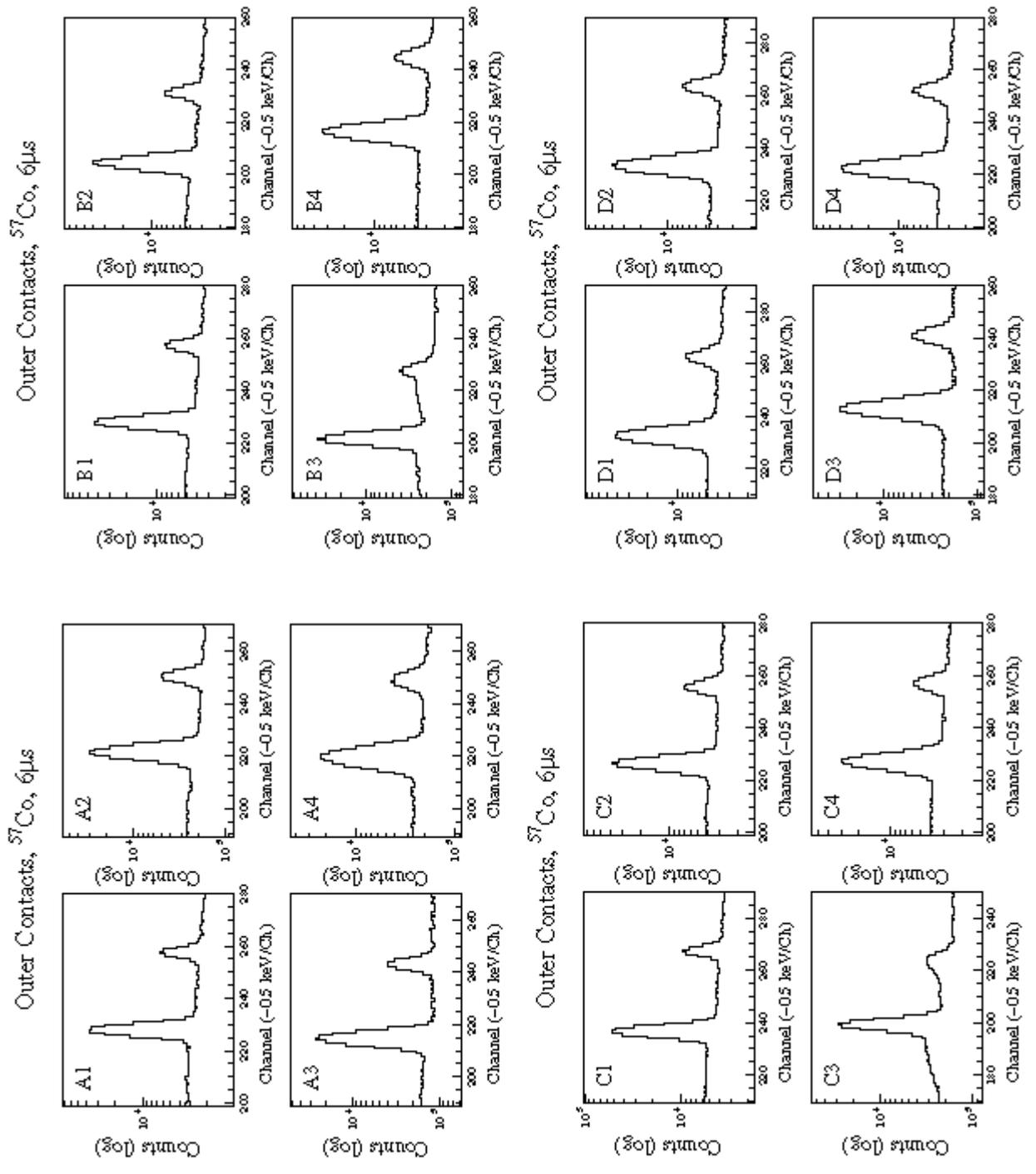


Inner Contact, ^{57}Co , $6\mu\text{s}$



4.2. Outer contact spectra





ANNEXE B : Mesure du temps de vie par la méthode RDT

Soit T , le temps de recherche du recul.

▷ *Décroissance α* :

Entre 0 et T , la probabilité d'observer le recul corrélé à la particule- α vaut :

$$\begin{aligned} P_\alpha(T) &= \int_0^T \lambda_{Fm} \exp(-\lambda_{Fm} t) dt \\ P_\alpha(T) &= 1 - \exp(-\lambda_{Fm} T) \end{aligned} \quad (9)$$

▷ *Distribution des reculs non corrélés* :

La distribution des reculs se fait selon la formule(4). En appliquant la technique RDT, une partie seulement des reculs seront corrélés avec une particule- α . Les reculs non corrélés seront distribués selon :

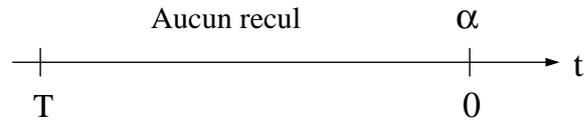
$$f(\Delta t) = \lambda_{bad} e^{-(\lambda_{bad} \Delta t)} \quad (10)$$

Et, la probabilité d'observer un recul fortuit entre 0 et t_R vaut :

$$P_{fortuit} = 1 - \exp(-\lambda_{Bad} t_R) \quad (11)$$

▷ Différents cas de figure se présentent lors de la corrélation recul- α :

CAS n°1: Il n'y a aucun recul dans l'intervalle de temps de recherche. Aucune corrélation n'est faite et le spectre n'est pas incrémenté.



CAS n°2: On observe un "bon" recul au temps t_R . La probabilité d'observer ce cas de figure est :

$$P_R(t_R) = (\lambda_{Fm} e^{-(\lambda_{Fm} t_R)}) * (e^{-(\lambda_{Bad} t_R)}) \quad (12)$$

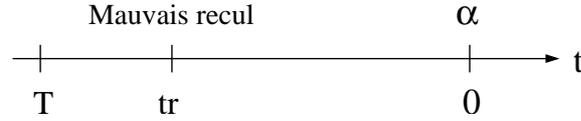
$$P_R(t_R) = \lambda_{Fm} e^{-(\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad}) t_R} \quad (13)$$



Le premier terme de l'équation (12) représente la probabilité de détecter le "bon" recul au temps t_R , et le second terme représente la probabilité qu'il n'y ait pas eu de mauvais recul entre 0 et t_R .

CAS n°3: On observe un mauvais recul au temps t_R . La probabilité d'observer ce cas de figure est :

$$\begin{aligned} P_{Bad}(t_R) &= (\lambda_{Bad} e^{-(\lambda_{Bad} t_R)}) * (e^{-(\lambda_{Fm} t_R)}) \\ P_{Bad}(t_R) &= \lambda_{Bad} e^{-(\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad}) t_R} \end{aligned} \quad (14)$$



CAS n°4: Le bon recul associé à la particule- α est perdu. Ceci est possible si :
 o le bon recul n'est pas dans le même pixel effectif que la particule- α .
 o le bon recul est exclu de la fenêtre énergie-temps de vol.
 Dans ce cas de figure, la probabilité de faire une vraie corrélation est nulle et donc la probabilité d'observer ce cas de figure est :

$$\begin{aligned} P_{lost}(t_R) &= (\lambda_{Bad} e^{-(\lambda_{Bad} t_R)}) * (\text{probabilité d'avoir perdu le bon recul}) \\ P_{lost}(t_R) &= B_{Bad} e^{-(\lambda_{Bad}) t_R} \end{aligned} \quad (15)$$

▷ Finalement, on a :

$$P_{t_R} = (\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad}) e^{-(\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad}) t_R} + B_{Bad} e^{-\lambda_{Bad} t_R} \quad (16)$$

Intégré sur toute l'expérience, on retrouve la formule (6) :

$$\begin{aligned} f(t) &= (A_{Fm} + A_{Bad}) e^{-(\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad}) t} + B e^{-\lambda_{Bad} t} \\ \text{avec } A &= A_{Fm} + A_{Bad} \\ &= \frac{A_{Fm}}{\lambda_{Fm}} (\lambda_{Fm} + \lambda_{Bad}) \end{aligned}$$

ANNEXE C : Estimation du temps de vie α du ^{249}Fm

Etant donné que sur le spectre α (cf. FIG.13) on a pu identifier la décroissance du ^{249}Fm en ^{245}Cf , la technique RDT a été appliquée, de la même manière que pour le ^{250}Fm , au ^{249}Fm . Le spectre γ obtenu est quasiment vide, ce qui peut provenir, bien sûr, du manque de statistique, mais aussi, du fait que ce noyau est impair. Les excitations individuelles sont donc privilégiées par rapport aux excitations collectives.

Néanmoins, il a été possible de réaliser un ajustement du spectre donnant la différence de temps entre la particule- α et le recul, afin d'obtenir une estimation du temps de vie partiel par décroissance α du ^{249}Fm (cf. FIG.22). Le temps de vie obtenu est : $T_{\frac{1}{2},\alpha} \sim 2.4$ min.

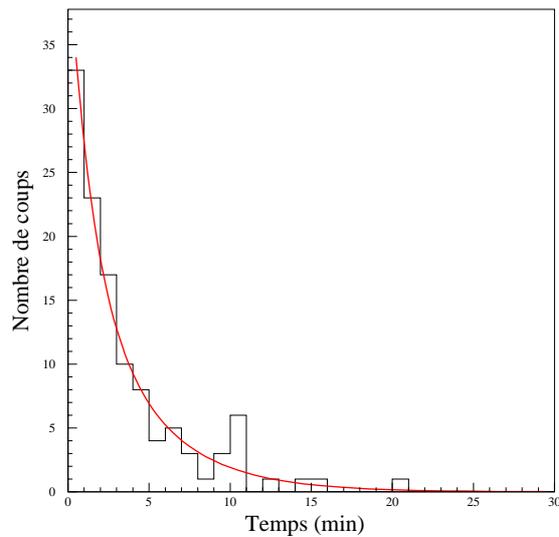


FIG. 22 - Ajustement du spectre donnant la différence de temps entre la particule- α et le recul.

Références

- [1] Ch. Theisen *et al.*, Tests of the Eurisys Exogam Segmented Clover detector “Cloclo2”, Internal Report for the EXOGAM collaboration.
- [2] E. Bouchez *et al.* Proceedings of the international conference Nuclear Physics at Border Lines, Lipari(Messina), Italy 21-24 May 2001, G. Fazio, G. Giardina, Eds, p60
- [3] S. Ćwiok, J. Dobaczewski, P.-H. Heenen, P. Magierski, W. Nazarewicz, Nucl. Phys. **A611** (1996) 211
- [4] M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, W. Greiner, Phys. Rev. **C60** (1999) 034304
- [5] M. Leino *et al.*, Eur. Phys. J. **A6** (1999) 63
- [6] P. Reiter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 509
- [7] T. Duguet, P. Bonche, P.-H. Heenen, Nucl. Phys. **A679** (2001) 427 ; communication privée
- [8] R.-D. Herzberg *et al.*, Phys. Rev. **C65** (2001) 014303
- [9] W. D. Myers, W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. **Vol. 81** (1966) 1
- [10] S. G. Nilsson, I. Ragnarsson, *Shapes and shells in nuclear structure*, Cambridge (1995)
- [11] N. E. Holden, D. C. Hoffman, Pure Appl. Chem., **Vol. 72**, No 8, (2000) p. 1525
- [12] R.B Firestone, *Table of Isotopes*, John Wiley and Sons, Inc., (1996) 8^{ème} édition
- [13] M. Leino *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **B99** (1995) 653
- [14] E.S. Paul *et al.*, Phys. Rev. **C51** (1995) 78
- [15] Nuclear Data Sheets **Vol. 94**, No 1, (2001) 175
- [16] E. D. Donets *et al.*, Soviet Physics JETP, **16** (1963) 7
- [17] A. Papoulis, *Probability, Random Variables and Stochastic Processes*, McGraw Hill Editions (1987)
- [18] J.A. Becker *et al.*, Phys. Rev. **C46** (1992) 889
- [19] E. Chabanat. Interactions effectives pour des conditions extrêmes d’isospin. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon I, 1992, N° d’ordre : 1695
- [20] L. Grodzins, Phys. Lett. **2** (1962) 88
- [21] Aage Bohr, Ben R. Mottelson, *Nuclear Structure*, vol.1, W.A. Benjamin (1969)