HAL
open science

Boules et châteaux de cristal détecteurs multicompteurs gamma 4 pi

J.-P. Vivien

To cite this version:

J.-P. Vivien. Boules et châteaux de cristal détecteurs multicompteurs gamma 4 pi. École thématique. Ecole Joliot Curie "Structure nucléaire aux frontières de la stabilité", Bombannes, (France), du 12-16 septembre 1983 : 2ème session, 1983. cel-00638222

HAL Id: cel-00638222

https://cel.hal.science/cel-00638222

Submitted on 4 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

BOULES ET CHATEAUX DE CRISTAL
DETECTEURS MULTICOMPTEURS $\gamma 4\pi$

J.-P. VIVIEN

Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg

La détection du rayonnement électromagnétique émis dans les réactions entre ions lourds est un moyen extrêmement puissant pour sonder aussi bien la structure nucléaire à haut moment angulaire que certains aspects de mécanismes de réactions.

De telles études, menées au cours de la dernière décennie, ont conduit à la mise en oeuvre d'expériences de plus en plus complexes. Cette sophistication expérimentale résulte principalement des hautes multiplicités rencontrées dans les cascades γ de désexcitation.

Des mesures de multiplicité ont été faites en utilisant des jeux de compteurs allant jusqu'à 18 NaI et en faisant appel à des techniques de coïncidences multiples d'ordre élevé. Ces méthodes ont fourni des informations sur la valeur moyenne de la multiplicité. Il est cependant toujours aussi difficile d'extraire de cette façon les moments d'ordre élevé des distributions de multiplicité ; en particulier le moment d'ordre trois donnant accès à l'asymétrie de la distribution n'a jamais été déterminé de façon satisfaisante. Parallèlement à ces mesures, des expériences utilisant cette fois des spectromètres somme (cristaux NaI de gros volume couvrant un angle solide 4π) ont visé à déterminer la valeur de l'énergie totale relaxée par la cascade γ, cherchant par là à obtenir des informations sur la ligne d'entrée.

Ces dispositifs expérimentaux de mesure de multiplicité, ou de mesure d'énergie somme ont été également, sinon principalement, utilisés comme filtre servant à sélectionner des portions du plan d'entrée (Energie d'excitation, moment angulaire). Ils favorisent ainsi, soit des états de haut moment angulaire (Filtre de multiplicité), soit certaines voies de sortie (Filtre somme).

Au fil des années le besoin d'un appareil complet donnant accès événement par événement à la fois à la multiplicité γ et à l'énergie somme de la cascade, s'est fait impérieux. Différents dispositifs constitués d'un nombre élevé de compteurs $N > 50$ couvrant un angle solide voisin de 4π ont été envisagés. Ils viennent d'être réalisés ou sont en cours de construction. Ces appareils ont des résolutions en multiplicité de l'ordre de 20 % ($M \simeq 30$) et des résolutions en énergie de l'ordre de 15 à 20 % (pour une énergie totale $E_\varepsilon \simeq 30$ MeV).

Récemment de nouveaux matériaux scintillants plus denses, BaF_2 et BiGeO ont été disponibles. Leurs caractéristiques spécifiques les ont fait choisir pour les nouveaux projets. Suivant leur nature les caractéristiques de ces multicompteurs sont plus diversifiées. Certains sont orientés vers la spectroscopie fine (système anti-compton BiGeO constituant un filtre E, I grossier), d'autres constituent un outil beaucoup plus sélectif du plan d'entrée : les résolutions en multiplicité, en énergie somme et en discrimination temporelle et spatiale étant cette fois optimisées.

Le développement de ces différents appareillages est intimement lié à l'évolution de l'étude de la structure nucléaire à haut spin. On en tirera la plupart des exemples de cet exposé qui se

scindra en 4 parties. Dans la première, après le rappel des propriétés du plan énergie d'excitation, moment angulaire (E,I), seront explicitées les notions de filtre de multiplicité et de mesure de multiplicité, de filtre somme et de mesure d'énergie somme. La seconde partie montrera les caractéristiques que l'on peut espérer atteindre en conjuguant ces deux types d'appareils. On passera également en revue les propriétés des matériaux scintillants actuellement disponibles pour réaliser de tels dispositifs. La troisième partie concernera les projets déjà réalisés ou en cours de construction. Dans une dernière partie on montrera quelques résultats expérimentaux.

Plan (E,I)

L'étude des états de haut spin s'est principalement faite grace aux réactions de fusion évaporation. Dans une réaction de fusion complète la particule incidente est capturée par le noyau cible pour former un noyau composé. L'énergie cinétique est convertie en énergie d'excitation du noyau composé, énergie qui est répartie parmi tous les nucléons. Ce noyau composé peut décroitre par fission, ou par émission de particules, proton, neutron, alpha. Les effets de la barrière centrifuge que doivent franchir ces particules, font que les protons et les neutrons emportent peu de moment angulaire ($\simeq 1\hbar$). Par contre les particules α qui ont une barrière centrifuge environ quatre fois plus faible sont capables d'évavuer une quantité non négligeable de moment angulaire. L'effet de la barrière coulombienne inhibe cependant fortement l'émission de particules chargées, il en découle que l'évaporation de neutrons est le mode d'émission de particules le plus favorisé, particulièrement pour les noyaux de la région des terres rares.

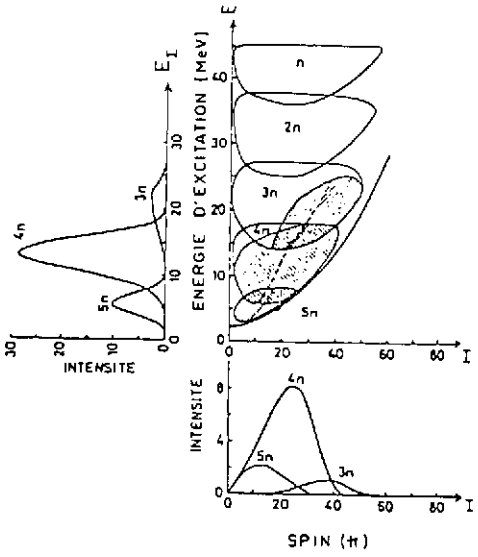


Figure 1 : Décroissance du noyau composé ^{164}Er calculé dans un modèle statistique.

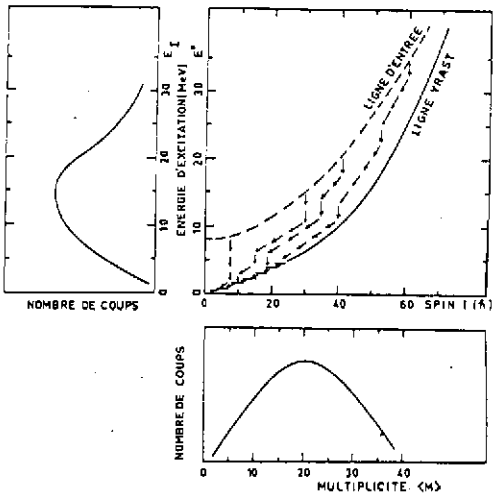


Figure 2 : Schéma de décroissance γ après évaporation de la dernière particule.

La figure 1 tirée d'un travail de Hillis et al [1] représente le résultat d'un calcul d'évaporation fait pour le noyau composé ^{164}Er formé à une énergie d'excitation de 53 MeV dans la réaction

$^{40}Ar + ^{124}Sn$. Les différentes régions peuplées dans le plan (E,I), (énergie d'excitation, moment angulaire) après émission de 1 à 5 neutrons sont représentées. Les parties hachurées correspondent à la désexcitation par émission gamma, l'émission de particules n'étant plus permise. La courbe séparant le plan E,I correspond à la ligne yrast en dessous de laquelle aucun état du noyau ne peut se trouver. La partie inférieure de la figure montre les populations en moment angulaire pour les différentes voies de sortie (3 - 5 n) ; la partie droite correspond à la répartition de l'énergie d'excitation pour les 3 voies de sortie. Le figure 2 schématise la désexcitation finale du noyau par émission gamma, ainsi est donnée l'allure des spectres des deux quantités directement mesurables : la multiplicité gamma qui est reliée au spin du noyau, et l'énergie somme de la cascade gamma qui est liée à l'énergie d'excitation du noyau résiduel. Les informations sur la multiplicité γ, c'est à dire sur le nombre de transitions γ d'une cascade sont obtenues au moyen d'un halo de compteurs, l'énergie somme de la cascade est obtenue à partir de spectromètres somme.

Mesure de multiplicité

Si l'on connaît la multipolarité de toutes les transitions constituant une cascade, en faisant la supposition que chaque transition évacue le moment angulaire maximum ("stretched transition") on peut, connaissant la multiplicité, remonter au moment angulaire d'entrée.

Filtre de multiplicité

Si l'on s'intéresse aux états de haut spin il est possible d'utiliser un halo de compteur comme un filtre de multiplicité. Ce halo de compteur habituellement constitué par des cristaux NaI, est mis en coïncidence un par un avec des détecteurs additionnels (Germanium).

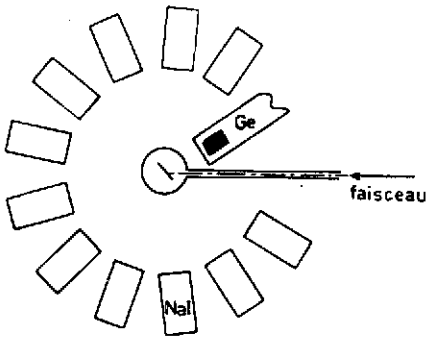


Figure 3 : Dispositif de mesure de multiplicité γ.

La figure 3 représente la disposition typique d'un tel montage. Il est ainsi possible d'enregistrer des spectres "Germanium" en direct, en coïncidence simple avec un quelconque des détecteurs du halo spectre dit " 1 fold", en coïncidence avec 2, 3, ... n détecteurs du halo, spectres dit 2, 3, ... n fold.

Il est clair que si l'on requiert une condition de coïncidence élevée on sélectionne les événements de haute multiplicité correspondant aux états de spin élevés.

La figure 4 représente un spectre obtenu au moyen d'un détecteur germanium en direct (Single), en coïncidence avec l'un des détecteurs du halo (1 fold), avec 2 des détecteurs (2 fold) lors de

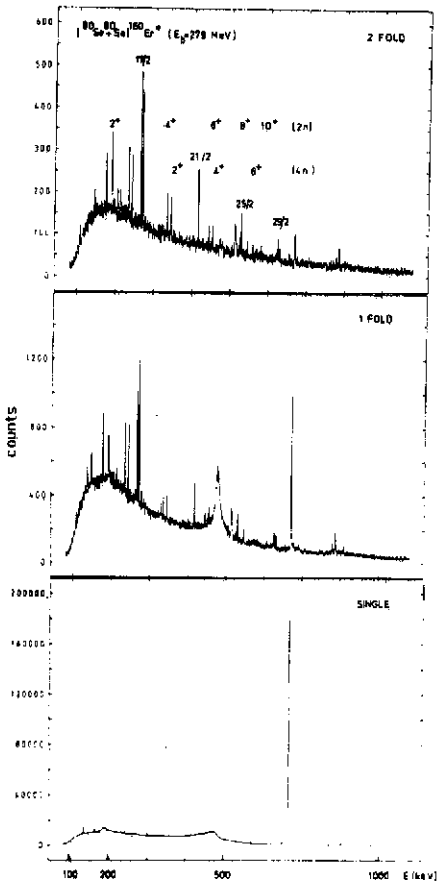


Figure 4 : Spectres germanium filtrés par des conditions de multiplicité.

la réaction (^{80}Se + ^{80}Se). Le halo est constitué par 12 détecteurs Na(I) de 2' x 2' entourant la cible à une distance de 7 cm de celle-ci. Le spectre direct est entièrement dominé par la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ (666 KeV) provenant de l'excitation coulombienne mutuelle du faisceau et de la cible. Le spectre 1 fold en comporte une contribution encore importante, en particulier le front compton correspondant à la raie de 666 KeV est nettement favorisé, le gamma diffusé par effet compton étant détecté par le halo. Cette contribution a pratiquement disparu du spectre 2 fold où l'on observe les raies correspondant aux voies de sortie 2n, 3n, 4n conduisant aux $Er^{158-156}$. Outre le fait de favoriser les états de haut spin, l'utilisation d'un filtre de multiplicité supprime donc les contaminations dues à l'excitation coulombienne ou les radioactivités induites, qui sont des phénomènes donnant lieu à des cascades gamma de faible multiplicité.

Outre sont utilisation en tant que filtre un système multidétecteur permet d'obtenir la valeur moyenne <M> de la multiplicité de la cascade γ, et dans les cas favorables, la largeur de la distribution en multiplicité.

Multiplicité moyenne <M>

La façon d'extraire des mesures les valeurs de <M> fait appel à des formulations d'apparence souvent rébarbative. A la base de toute ces formules se cachent des concepts quasi intuitifs : Soit un compteur d'efficacité de détection $\varepsilon(\varepsilon \leq 1)$ sous-tendant un angle solide ω on définit l'angle solide effectif Ω de ce compteur par la quantité $\Omega = \frac{\varepsilon\omega}{4\pi}$

Etant donné un seul photon émis, la probabilité qu'il soit détecté par ce compteur est :

$$(1) \qquad P = \Omega$$

la probabilité qu'il ne soit pas détecté :

$$(2) \qquad \overline{P} = 1 - P = 1 - \Omega$$

Etant donné une cascade de M photons émis simultanément, la probabilité que parmi ces M photons aucun ne soit détecté par ce compteur est :

$$(3) \qquad \overline{P} = (1 - \Omega)^M$$

Inversement la probabilité de détecter l'un quelconque de ces M photons est donnée par :

$$(4) \qquad P = 1 - \overline{P} = 1 - (1 - \Omega)^M$$

La façon la plus simple de déterminer la multiplicité moyenne d'une cascade γ est d'utiliser deux compteurs : un détecteur Germanium capable d'isoler une raie caractéristique de la cascade et un détecteur additionnel (habituellement un cristal NaI) dont l'efficacité est la plus constante possible sur toute la gamme d'énergie de la cascade. Pour déterminer $\langle M \rangle$ on enregistre le spectre Germanium en direct et en coïncidence avec le détecteur additionnel.
Soit Q_s le taux de comptage direct pour la raie gamma considérée. Le taux de comptage en coïncidence Q_c avec le détecteur additionnel est le produit du taux de comptage en direct par la probabilité que parmi les M-1 gamma restant de la cascade l'un de ceux-ci soit détecté par le compteur additionnel

$$(5) \qquad Q_c = Q_s \times (1 - \Omega)^{M-1}$$

soit en développant au premier ordre l'angle solide Ω du compteur additionnel étant tel que : $\Omega << 1$

$$(6) \qquad Q_c \simeq Q_s \ (M-1)\ \Omega$$

Expérimentalement le rapport du nombre de coups dans une raie caractéristique de la cascade dans les spectres Germanium avec (N_c) et sans (N_s) condition de coïncidence donne donc la valeur moyenne de la multiplicité

$$(7) \qquad \langle M-1 \rangle = \frac{1}{\Omega} \frac{N_c}{N_s}$$

Il est clair qu'un montage aussi simple ne donne accès qu'à la multiplicité moyenne et ne permet pas de mesurer les moments d'ordre supérieur de la distribution en multiplicité. Il est pour cela nécessaire d'utiliser un système multicompteur composé d'un détecteur Germanium entouré d'un halo de N compteurs (cf Fig.3). Comme dans le cas simple à 2 compteurs le taux de comptage dans le détecteur Germanium en coïncidence d'ordre P avec le halo s'écrit :

$$(8) \qquad Q_{NP} = Q_s \times P_{NP} \{(M-1)\ \Omega_i,\ \alpha(E_\gamma),\ W(\theta,\phi)\}$$

Q_s est le taux de comptage en direct dans le détecteur Germanium. P_{NP} est la probabilité que parmis les N détecteurs du halo, P détecteurs aient déclenché. Cette probabilité dépend évidemment de la multiplicité de la cascade (il reste disponible M-1 photons, l'un des photons ayant été détecté dans le Germanium). Cette probabilité dépend en outre de l'angle solide $\Omega_i = \varepsilon_i \omega_i$ de chacun des détecteurs du halo, ainsi que des caractéristiques de la cascade gamma se reflétant dans les coefficients de conversion $\alpha(E\gamma)$ et les fonctions de corrélations angulaires $W(\theta,\phi)$ entre les photons émis. En négligeant ces effets de corrélations et de conversion

et en supposant identiques tous les compteurs du halo ($\Omega_i = \Omega$) cette probabilité prend la forme

$$(9) \qquad P_{NP}(M-1) = \binom{N}{P} \sum_{K=0}^{P} (-1)^{K-P} \binom{P}{K} \{1 - (N-K)\,\Omega\}^{M-1}$$

Cette expression tient compte des effets de sommation dans les détecteurs du halo, sommation correspondant au fait que plusieurs photons d'une même cascade peuvent aller dans le même détecteur. Dans le cas où M et N << Ω^{-1} cette expression peut s'approximer par :

$$(10) \qquad P_{NP}(M-1) = \binom{N}{P} e^{-N\Omega(M-1)} (e^{(M-1)\Omega} - 1)^{P}$$

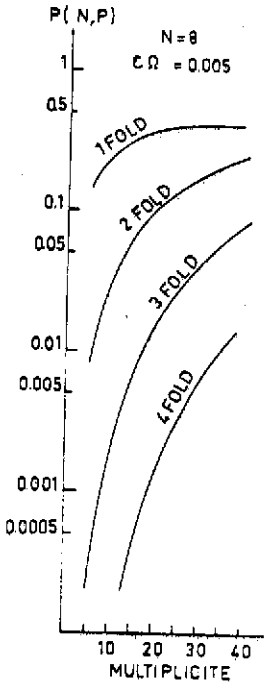


Figure 5 : Variation des probabilités de coïncidences d'ordre 1 à 4 en fonction de la multiplicité de la cascade γ.

La figure 5 montre la variation de ces probabilités en fonction de la multiplicité.

Les quantités expérimentalement accessibles sont les rapports

$$\frac{I_P}{I_{TOT}} = P_{NP}^{exp} = \sum_{M=1}^{\infty} f(M) * P_{NP}(M-1) \qquad (11)$$

où I_P est le nombre de coups dans un pic donné du spectre de coïncidence d'ordre P, I_{TOT} le nombre de coups correspondant dans le spectre direct, f(M) étant la fonction de distribution de la multiplicité.

Différents algorithmes ont été développés [2] pour extraire de ces rapports la valeur de la multiplicité moyenne, ainsi que les valeurs de la largeur et de l' asymétrie de cette distribution en multiplicité. Il faut cependant remarquer que la précision des mesures de multicoïncidence limite sévèrement la détermination des moments d'ordre deux et trois en partiuclier l'asymétrie de la distribution en M n'a jamais été déterminée expérimentalement de façon convaincante.

Facteurs de corrections

Il existe plusieurs types de corrections à apporter aux résultats de mesures de multiplicité. Certaines sont liées à l'appareillage utilisé, d'autres sont inhérentes aux processus physiques entrant en jeu dans la désexcitation du noyau.

Correction due aux neutrons

Lorsqu'il n'est pas possible de discriminer événement par événement les neutrons des gamma (par temps de vol par exemple) il est nécessaire de déduire leur contribution. Dans ce cas

l'expression de deux fold consécutifs doit être modifiée :

$$(12) \qquad \frac{P_{NP}}{P_{NP-1}} = \frac{N-P+1}{P} \left(e^{(M-1)\Omega} - 1\right) + \frac{N-P+1}{P} \left(e^{(M-1)\Omega} e^{x\Omega n} - 1\right)$$

où x est le nombre moyen de neutron évaporé dans la réaction. La multiplicité moyenne corrigée $\langle M \rangle_{corr}$ de l'effet des neutrons s'écrit

$$(13) \qquad \langle M \rangle_{corr} = \langle M \rangle - x\, \Omega/\Omega_n$$

Ω_n étant l'efficacité des compteurs du halo au neutron. Typiquement le rapport des efficacités neutron/gamma : Ω_n/Ω est voisin de 0.1.

Correction d'efficacité

L'efficacité de détection gamma d'un compteur dépend de l'énergie des photons. Si l'on connaissait l'énergie des M transitions composant la cascade la multiplicité corrigée s'écrirait :

$$(14) \qquad \langle M_{corr} \rangle = \langle M \rangle - \sum_{K=1}^{M} \Omega_K/\Omega$$

où Ω_K est l'efficacité du détecteur pour la transition K.

Dans la pratique ces effets d'efficacité peuvent être minimalisés en plaçant des feuilles d'absorbant (Cu + Cd) d'épaisseur judicieuse devant les compteurs. La meilleure efficacité des détecteurs pour des photons de basse énergie est ainsi contrebalancée par l'absorption plus forte des photons de faible énergie. On peut rendre ainsi quasi constante au dessus de 300 KeV la réponse des détecteurs constituant le halo.

Correction due à la conversion interne

Si les cascades gamma contiennent beaucoup de transitions de faible énergie, le phénomène de conversion interne peut affecter le résultat des mesures de multiplicité. Ce type de correction est difficile à estimer car il nécessite la connaissance de l'énergie et de la multipolarité des transitions. Si l'on connaît le coefficient de conversion moyen α on peut inclure cette correction en remplaçant Ω par $\Omega/(1+\alpha)$.

Correction due aux corrélations angulaires des gamma

Cet effet peut être minimalisé en choisissant la disposition géométrique des compteurs du halo. Dans le cas des spectres 1 fold l'aire des pics doit être divisée par

$$(15) \qquad \langle W_1 \rangle = N^{-1} \left\{ \sum_{\text{compteur } i} W(\theta_{Ge}, \theta_i) \right\}$$

où W représente la fonction de corrélation entre le Germanium et le compteur i.

Pour des folds supérieurs K on peut assimiler $\langle W_K \rangle \cong \langle W_1 \rangle$ ceci n'introduisant qu'une erreur de 1 à 2 %.

Correction due à l'effet compton

Lorsque pour des raisons de disposition géométrique les compteurs formant le halo ne sont pas blindés les uns par rapport aux autres, un certain nombre de photons peuvent donner lieu à de l'effet compton et l'on a la possibilité qu'un photon déclenche plusieurs détecteurs. Pour tenir compte de cet effet compton on introduit la probabilité g_i pour que i photons additionnels soient crées à partir des M photons de la cascade.

$$g_i = \binom{M}{i} f^i (1-f)^{M-i} \tag{16}$$

Le facteur f = o correspond à l'absence d'effet compton, f = 1 correspond au fait que chaque photon initial s'accompagne d'un photon compton. La probabilité $P_{NP}(M)$ de déclencher P compteurs parmi N en incluant l'effet compton se généralise en :

$$P_{NPcompton}(M) = \sum_{i=o}^{M} P_{NP}(M+i) * g_i \tag{17}$$

soit en utilisant l'expression (9)

$$P_{NPcompton}(M) = \binom{N}{P} \sum_{n=o}^{P} (-1)^{n+p} \binom{P}{N} \tag{18}$$

$$* \{ 1 - (N-n)\,\Omega\,[1 + f(1-(N-n)\Omega]\}^{M}$$

Autre dérivation des probabilités P_{NP}

La formulation des probabilités P_{NP} exprimée en (9) présente pour le calcul l'inconvénient d'être une série alternée de termes grands mais différant peu les uns des autres en valeur absolue. Il s'en suit parfois des problèmes de précision dans les calculs, lorsque $N\Omega \simeq 1$. Une formulation ne contenant que des produits permet de s'affranchir de ces inconvénients.
$P_{NP}(M)$ peut s'exprimer sous la forme d'un produit de probabilité. La probabilité pour que parmi N compteurs P compteurs aient déclenché lorsque M photons sont émis est le produit des probabilités que parmi M photons un photon aille dans le compteur n°1 fois la probabilité que parmi les M-1 photons restant 1 photon aille dans le compteur 2 ... fois la probabilité que parmi les M-P+1 photons restant 1 photon aille dans le compteur P. Ce produit de probabilité doit être encore multiplié par la probabilité que parmi les M-P photons restant aucun n'aille ni dans le compteur P+1, ni dans le compteur P+2 ... ni dans le compteur N. On doit enfin tenir compte de toutes les façons de choisir P compteurs parmi N : soit $\binom{N}{P}$ possibilités, d'où l'expression finale

$$P_{NP}(M) = \binom{N}{P} \prod_{i=1}^{P} 1 - (1-\Omega)^{M-i+1} * \prod_{i=P+1}^{N} (1-\Omega)^{M-P} \tag{19}$$

$$P_{NP}(M) = \binom{N}{P} \prod_{i=1}^{P} 1 - (1-\Omega)^{M-i+1} * (1-\Omega)^{(M-P)(N-P)} \tag{20}$$

Il ne faudrait pas clore le chapitre des filtres de multiplicité sans citer une possibilité supplémentaire de ce type d'appareil. Dans le cas de noyau présentant un niveau isomérique il est possible d'utiliser un halo de détecteurs comme filtre en temps. Si l'on s'intéresse aux transitions précédant un état isomérique on peut imposer la condition que tout photon détecté s'accompagne d'un photon retardé détecté par le halo. Il est ainsi possible de sélectionner la voie de sortie correspondant au noyau comportant l'état isomérique. Ceci a été mis à profit pour identifier le noyau résiduel ^{144}Gd dans l'étude des résonnances géantes[3].

Spectromètre somme

Un autre type d'appareillage faisant le pendant aux dispositifs de mesure de multiplicité est le spectromètre somme. Il a pour but de mesurer l'énergie totale de la cascade de désexcitation γ. C'est un dispositif composé d'un ou plusieurs cristaux scintillants montés de façon à entourer complètement la cible, récupérant ainsi la quasi totalité des γ émis lors de la cascade. Il comporte une entrée pour le faisceau ainsi qu'un nombre limité d'ouvertures permettant à des compteurs additionnels extérieurs de voir la cible. Grâce à ces compteurs on peut obtenir des spectres en coïncidence correspondant à des "tranches" d'énergie dans le spectre somme. La figure 6 représente la disposition d'un spectromètre somme.

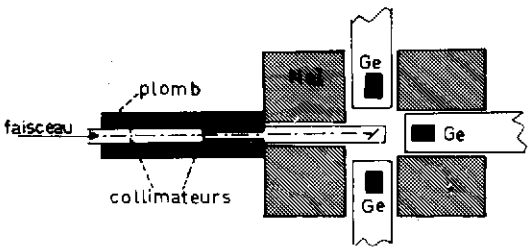


Figure 6 : Montage d'un spectromètre somme.

On peut reconnaître deux applications dans l'utilisation d'un spectromètre somme. La première est la sélection de la voie de sortie de la réaction. Dans la région des terres rares, par exemple, l'énergie de liaison d'un neutron est voisine de 8 MeV, en conséquence, lors d'une réaction de fusion évaporation, les voies de sortie 3n, 4n, et 5n donneront naissance à des cascades γ dont les énergies totales différeront par rapport à leurs voisines d'environ 8 MeV. On peut donc en choisissant une tranche d'énergie appropriée, sélectionner des événements correspondant à l'une des voies de sortie. Ce principe de sélection est schématisé sur la figure 7.

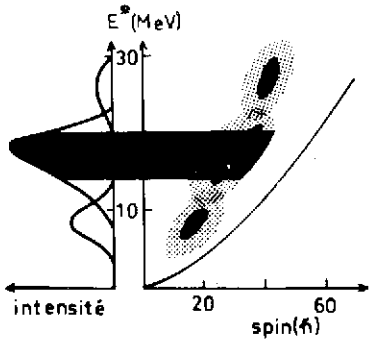


Figure 7 : Principe de sélection d'une voie de sortie dans une réaction de fusion évaporation.

Dans le cas de la réaction $^{124}Sn + ^{32}S$ la partie supérieure de la figure 8 représente les spectres sommes correspondant aux voies de sortie 5n (^{151}Dy) et 4n (^{152}Dy). Le choix des tranches en énergie est rappelé au haut de la figure. Les spectres germanium notés F(1,2) F(3,8) et F(3,8 - 1,2) correspondent aux spectres en coïncidence avec les fenêtres 1 et 2, 3 à 8, respectivement à la différence entre ces 2 spectres.

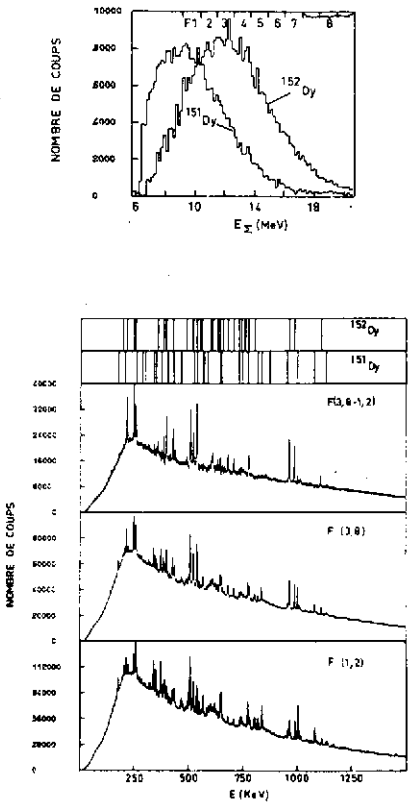


Figure 8 : Spectres Ge(Li) en coïncidence avec différentes tranches en énergie dans un spectre somme lors de la réaction $^{124}Sn+^{32}S$. Le spectre somme en coïncidence avec des raies caractéristiques de ^{151}Dy et ^{152}Dy est reporté en haut de la figure.

La seconde application est le fonctionnement du spectromètre somme en sélecteur de moment angulaire. A l'intérieur d'une voie de sortie du fait de la relation liant dans le plan EI l'énergie et le moment angulaire des états, on peut en choisissant des tranches d'énergie élevée favoriser des états de haut spin. Sélectionner une tranche dans le spectre énergie somme revient à fixer une certaine région d'énergie pour les états d'entrée du noyau. (Un état d'entrée pour un spin donné, correspond à l'état d'énergie d'excitation la plus élevée, état se désexcitant par émission gamma). Suivant la pente de la ligne d'entrée dans le plan (EI) on peut dans certains cas sélectionner assez finement les moments angulaires d'entrée. Le principe de sélection est illustré sur la figure 9. Cette possibilité de sélection des moments angulaires d'entrée grâce à un spectromètre somme a été mis à profit dans l'étude du continuum pour déterminer le moment d'inertie effectif du noyau[4].

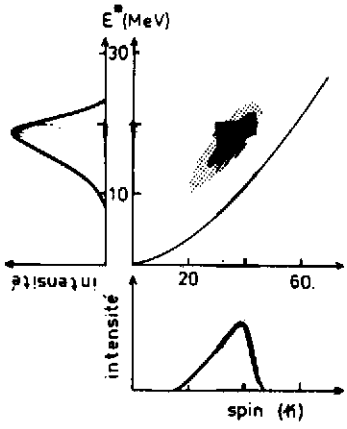


Figure 9 : Principe de sélection d'une région de moment angulaire au moyen d'un spectromètre somme.

La qualité d'un spectromètre somme est dictée par sa résolution en énergie totale qui est liée directement à l'efficacité totale $\varepsilon = N\Omega$ du système. En faisant l'hypothèse simplificatrice que l'on a une cascade de M photons ayant tous la même énergie $\overline{E}\gamma$, la probabilité pour qu'un de ces photons échappe à la détection est $P = 1 - \varepsilon$. La fonction de réponse du dispositif pour une cascade d'énergie somme $E = M.\overline{E}\gamma$ est donnée par :

(21) $$P(K) = \binom{M}{K} \varepsilon^K (1-\varepsilon)^{(M-K)}$$

où K est le nombre de photons détectés parmi les M photons de la cascade. Ceci correspond à une énergie E_K déposée dans le dispositif :

(22) $$E_K = \overline{E}\gamma * K * P(K)$$

L'énergie totale détectée est donc :

(23) $$\overline{E} = \sum_{K=0}^{M} E_K = \overline{E}\gamma \sum_{K=0} K * P(K)$$

En particulier la variance de cette distribution en énergie est donnée par :

$$\sigma^2 = E_\gamma^2 \sum_{K=0}^{M} (K-M-\varepsilon)^2 P(K) = \overline{E}_\gamma^2 M * \varepsilon(1-\varepsilon) \qquad (24)$$

$$\sigma^2 = \overline{E}\ \overline{E}_\gamma (1-\varepsilon) \qquad (25)$$

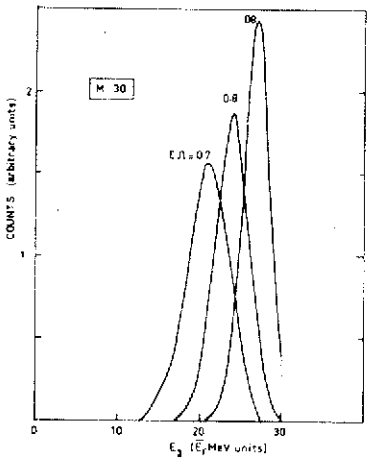


Figure 10 : Fonction de réponse d'un spectromètre somme pour différentes efficacités totales de détection. On considère ici une cascade de multiplicité 30.

La figure 10 représente l'allure du spectre somme fourni par un dispositif d'efficacité 0.7, 0.8 et 0.9, pour une cascade de 30 photons ayant chacun la même énergie $\overline{E}\gamma$. Pour une énergie individuelle des photons $\overline{E}\gamma$ = 1 MeV et une efficacité ε = 0.8 la largeur à mi-hauteur du spectre énergie somme est de 5.2 MeV, soit une résolution de 21 %. Si l'on compare cette résolution à la résolution intrinsèque d'un compteur composant le spectromètre somme qui est de 7 à 10 %, on s'aperçoit que la résolution en énergie totale d'un spectromètre somme est principalement dicté par l'efficacité totale de détection.

Multidétecteur 4π

La nécessité de conjuguer les qualités des deux types d'appareillage, spectromètre somme et filtre de multiplicité s'est rapidement fait sentier. Ceci a conduit à imaginer des systèmes constitués de nombreux compteurs individuels (pour les problèmes de multiplicité) couvrant la quasi totalité de l'angle solide 4π et d'efficacité la plus proche de 1, ce pour les problèmes d'énergie somme. Si les filtres de multiplicité n'étaient capables de fournir que la valeur moyenne de la multiplicité le nouveau système doit être capable de déterminer : la multiplicité de la cascade événement par événement (il semble qu'une résolution en multiplicité de 20 % soit

une valeur souhaitable). L'énergie totale de la cascade doit être également obtenue avec une résolution voisine de 20 % pour une énergie totale de 30 MeV. Ces conditions sur la multiplicité et sur l'énergie somme doivent permettre de sélectionner des régions relativement étroites dans le plan EI et l'on peut espérer ainsi sélectionner des noyaux relativement froids, c'est à dire des noyaux dont le point d'entrée est proche de la ligne yrast ce qui n'est pas possible si l'on travaille seulement avec un filtre de multiplicité ou un filtre somme. Ces conditions sont résumées sur la figure 11, extrait d'un rapport sur la boule de cristal de Heidelberg [5].

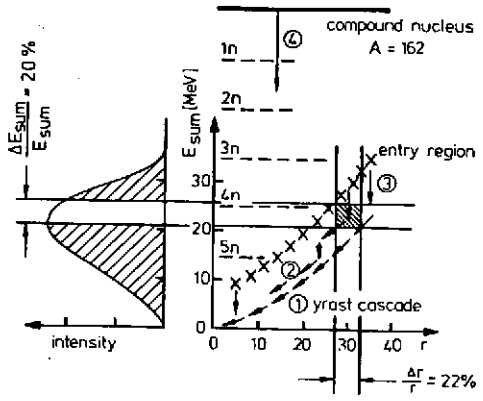


Figure 11 : Schéma de désexcitation du noyau composé ^{162}Er montrant le principe de sélection d'une région "froide" au moyen de la boule de cristal [5]. r correspond au nombre de détecteurs touchés.

Ces dispositifs doivent également posséder une résolution spatiale suffisante pour pouvoir mesurer des distributions angulaires ou des corrélations angulaires γ pour déterminer la multipolarité des transitions composant la cascade. On veut pouvoir en outre utiliser ce dispositif pour sélectionner l'orientation du spin du noyau émetteur (le principe de cette sélection sera traité dans la 4ème partie de cet exposé). Des dispositifs comportant 162, 72 ou 50 compteurs correspondent à des ouvertures angulaires respectives de 9, 13 et 16° par compteur, ouvertures suffisamment faibles pour ne pas laver les corrélations ou les distributions angulaires γ.

Les détecteurs composant ces dispositifs doivent avoir une résolution en énergie la meilleure possible afin de pouvoir utiliser les spectres des compteurs individuels. Les détecteurs utilisés sont en général sensibles au neutron. Il est souhaitable de pouvoir faire une discrimination neutron γ par temps de vol pour chaque compteur touché et rejeter en ligne les événements correspondant aux neutrons.

La figure 12 permet de réaliser quelles sont les contraintes qui doivent être respectées. La résolution en énergie totale $\Delta ET/ET$ y est représentée en fonction de la multiplicité de la cascade envisagée, ce pour différentes efficacités totales Ω de détection γ. Cette résolution en énergie est indépendante du nombre de compteurs. Si l'on se fixe une multiplicité moyenne de 30 il apparaît que pour respecter la limite des 20 % l'efficacité totale de détection doit être supérieure à 80 %. Le graphique donnant la résolution en multiplicité en fonction de Ω impose des limites beaucoup plus astreignantes ; le calcul a été effectué pour différents nombres de compteurs, pour une multiplicité M = 30 en supposant que 1 photon sur 4 soit diffusé par effet

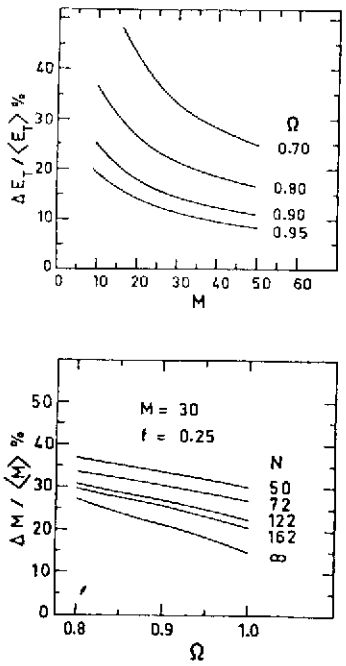


Figure 12 : Résolution en énergie somme et en multiplicité en fonction de la multiplicité respectivement de l'efficacité totale du système multicompteur 4π.

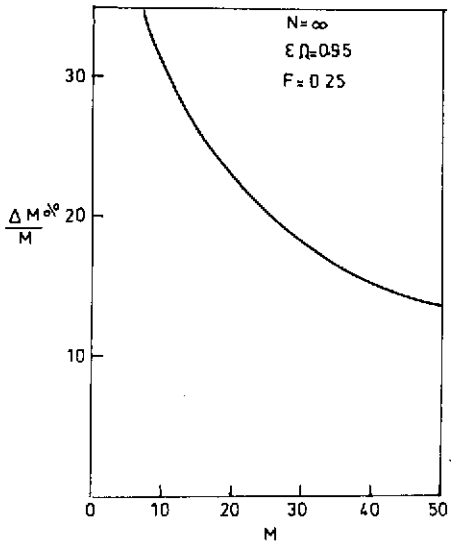


Figure 13 : Résolution en multiplicité calculée pour un nombre infini de compteurs.

compton vers un autre compteur (f = 0.25). Il résulte de ce graphique qu'un dispositif comportant au minimum 72 compteurs et ayant une efficacité $\Omega \simeq 95$ % soit nécessaire.

La résolution en multiplicité calculée pour un nombre de compteurs infini et une efficacité totale de détection de 95 % est représentée figure 13. Le taux de diffusion compton a été fixé à f = 0.25. Il est apparent que quelque soit le dispositif adopté, il est difficile d'avoir une résolution en multiplicité meilleure que 20 %.

Matériaux scintillants

Dans les deux dernières années de nouveaux matériaux scintillants sont apparus sur le marché concurrençant l'iodure de Sodium. Le but initial était de trouver des matériaux scintillants plus denses permettant d'avoir sous de plus faibles dimensions une meilleure efficacité de détection. Deux matériaux nouveaux ont été utilisés. Leurs propriétés physiques sont resumées dans le tableau I et comparées au Iodure de Sodium. Le matériau de beaucoup le plus dense est le $Bi_4Ge_3O_{12}$ (abrégé sous le nom BGO). Bien que sa résolution en énergie (17 %) et en temps (>4 ns) soit mauvaise, ce matériau a été choisi dans des dispositifs où la compacité est primordiale. Le fluorure de barium est un matériau de densité intermédiaire entre le NaI et le

BGO. Si sa résolution en énergie reste admissible par rapport au Iodure de Sodium, l'immense avantage de ce matériau réside en sa rapidité. Connu depuis longtemps comme scintillateur ce n'est que récemment qu'une composante rapide a été mise en évidence dans sa scintillation[6].

MATERIAL	WAVELENGTH OF MAXIMUM EMISSION (NM)	DECAY CONSTANT (NS)	INDEX OF REFRACTION	DENSITY KG/M^3	HYGROSCOPIC	SCINTILLATION CONVERSION EFFICIENCY (%)
NaI(Tℓ)	410	230	1.85	3.67	YES	100
$Bi_4 Ge_3 O_{12}$	480	300	2.15	7.13	NO	8
BaF_2 SLOW.C	325	630	1.49	4.88	NO	20
FAST.C	220	0.600				

Tableau I : Propriétés de différents matériaux scintillants. L'efficacité de scintillation est ramenée à celle du Iodure de Sodium. Pour le Fluorure de Barium on distingue les 2 composantes (lente et rapide).

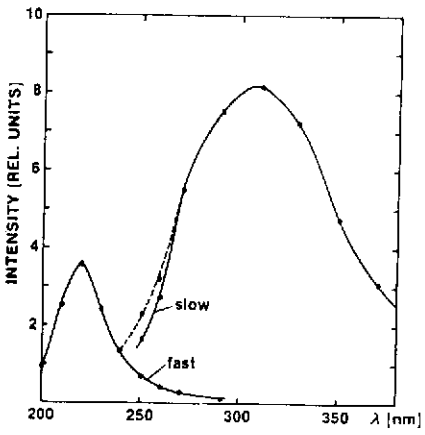


Figure 14 : Spectre de scintillation du BaF_2.[6]

La figure 14 montre les deux composantes en fonction de la longueur d'onde de radiation, la composante rapide se situant dans l'ultra-violet. En utilisant un monochromateur pour sélectionner la longueur d'onde, les constantes de décroissance de l'impulsion de de scintillation ont été mesurées pour λ = 220 nm et λ = 300 nm (figure 15). L'excellente résolution en temps du fluorure de Barium est démontrée par la figure 16 qui représente le spectre en temps obtenu avec un petit cristal de BaF2 de 10 millimètres de haut et 23 millimètres de diamètre monté en coïncidence avec un scintillateur plastique rapide Ne 111 [6]. Ses qualités en temps ainsi que ses dimensions plus réduites par rapport au NaI, ce à efficacité égale, ont fait choisir le BaF_2 comme matériau scintillant du projet dit "château de cristal". La variation du coefficient d'atténuation linéaire $\mu(cm^{-1})$ en fonction de l'énergie des photons incidents est représentée figure 17. Si N_o est le nombre de photons incidents $N = N_o\, e^{-\mu d}$ est le nombre de photons émergeant

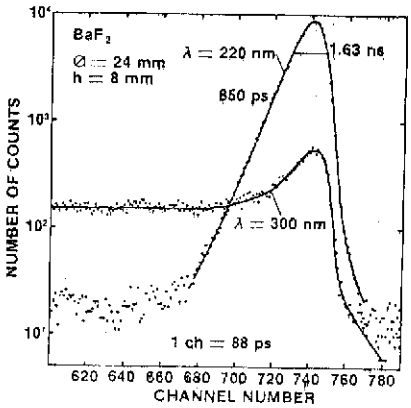


Figure 15 : Spectre de décroissance en temps des 2 composantes de la scintillation du BaF_2.[6]

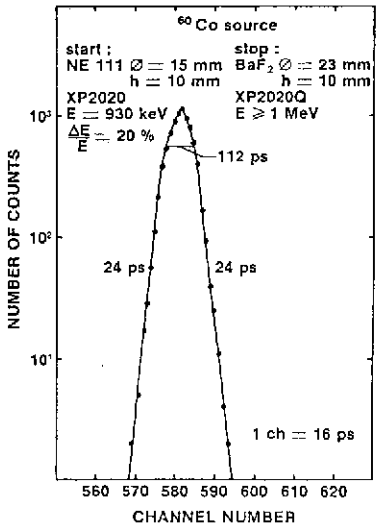


Figure 16 : Spectre en temps obtenu au moyen d'un cristal de BaF_2.[6]

après avoir traversé une épaisseur d de matériau. Si l'on se fixe une énergie moyenne de 1 MeV pour les photons d'une cascade, d'après la figure 18, pour détecter 95 % des photons il faut environ 6 cm de BGO, 10 cm de BaF_2 et 15 cm de NaI. Ceci fixe donc les dimensions nécessaires des cristaux. Les scintillateurs du château de cristal sont de section hexagonale inscrite dans un cercle de diamètre ϕ, et de hauteur L. Les mérites de détection en temps et en énergie de cristaux de INa et de BaF_2 de ce type sont montrés figure 19, les dimensions de ces cristaux ont été choisies pour que leur efficacité de détection soit identique.

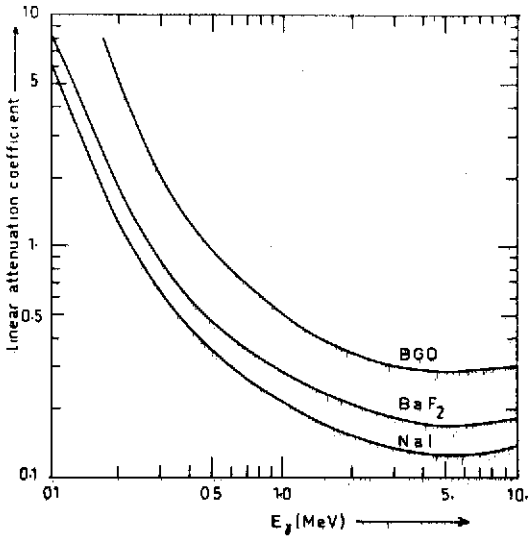


Figure 17 : Coefficient d'atténuation linéaire de différents matériaux scintillants.

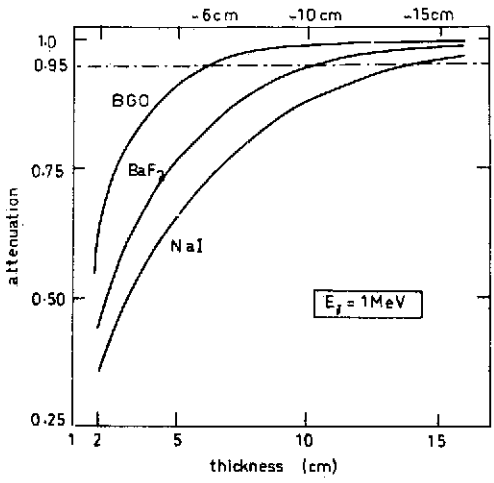


Figure 18 : Variation de l'atténuation gamma de différents matériaux scintillants en fonction de l'épaisseur de des matériaux.

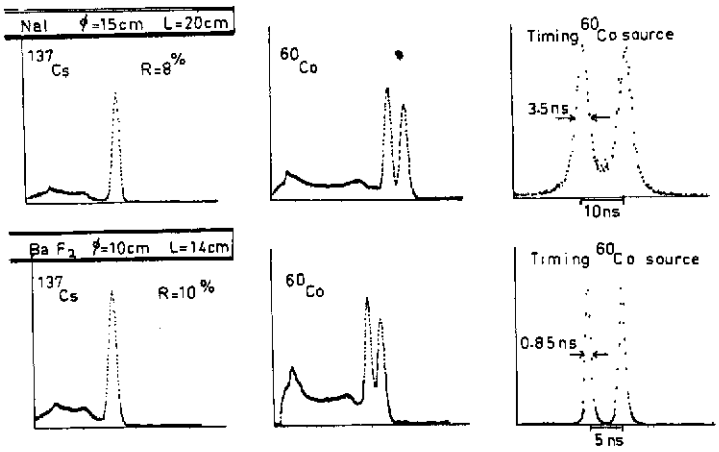


Figure 19 : Spectre énergie et spectre temps obtenus avec des cristaux type châteaux de cristal en NaI et en BaF_2.

Si la résolution en énergie R est légèrement meilleure dans le cas du NaI (R = 8 % pour la raie de 662 KeV du cesium) la résolution en temps du BaF_2 est de loin supérieure (0.85 ns à mi-hauteur du pic temps), le spectre en temps étant obtenu en faisant des coïncidences avec un détecteur plastique de petite dimension. Les qualités en temps du BaF_2 permettront au château de cristal de discriminer aisément par temps de vol les neutrons des gamma. La figure 20 compare les spectres de temps de vol obtenus avec les cristaux de BaF_2 et de NaI, la source de Californium étant placée à 12 cm des cristaux derrière un écran de plomb de 10 cm. Avec le BaF_2 on sépare le pic correspondant aux photons (pic étroit) du pic temps de vol des neutrons (pic large), ce qui n'est pas le cas du cristal NaI.

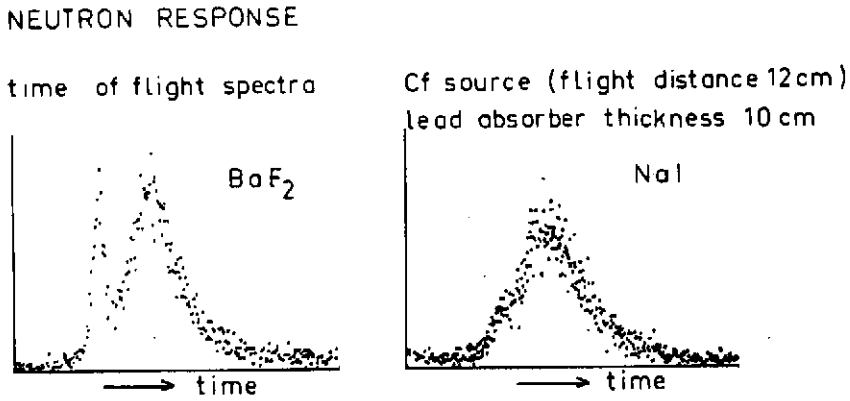


Figure 20 : Spectre de temps de vol obtenu avec des cristaux type château de cristal en NaI et en BaF_2, en utilisant une source de Californium.

Projets multicompteurs 4π

Trois systèmes sont actuellement opérationnels : le "Spectromètre de Spin" à Oak Ridge, la "boule de cristal" à Heidelberg et Tessa (Total Energy Suppression Shield Array) à Daresbury. Deux dispositifs sont en cours de réalisation : le "château de cristal" qui est un projet commun aux laboratoires français et la "boule à haute résolution" à Berkeley.

La boule de cristal consiste en 162 détecteurs, 12 pentagonaux et 150 hexagonaux, cf. figure 21. Le spectromètre de spin (figure 22) comporte 72 détecteurs, 12 pentagonaux et 60 hexagonaux. Pour les puristes cette géométrie dérive d'un hexecontahedre pentagonal d'Archimède, dont on a tronqué, en coupant par des plans, les sommets aigus des pyramiques formées par les 12 groupes de 5 détecteurs. Ces deux dispositifs sont constitués par des cristaux d'Iodure de Sodium.

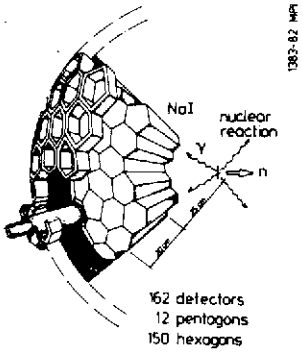


Figure 21 : Section de la "boule de cristal" de Darmstadt - Heidelberg.[5]

Figure 22 : Vue d'une moitié du spectromètre de spin montrant la chambre de réaction et la disposition des compteurs [7].

Tessa traduit une autre conception en jouant la compacité. Il est constitué par 62 prismes hexagonaux en BGO associés à 6 détecteurs germanium entourés de cristaux de NaI montés en anti-compton (figure 23). La sélectivité en multiplicité et en énergie somme ainsi que la rejection des neutrons ont été sacrifiées en faveur de la résolution en énergie et de la suppression compton des détecteurs germanium. Le projet de Berkeley (figure 24) procède de la même philosophie. Il est constitué par 44 éléments en BGO de ~ 5 cm d'épaisseur et de 7.5 cm de haut chacun, constituant les couronnes cylindriques formant le détecteur 4π, ce détecteur étant entouré par 21 détecteurs Germanium disposés en anticompton, ce montage étant également réalisé en BGO.

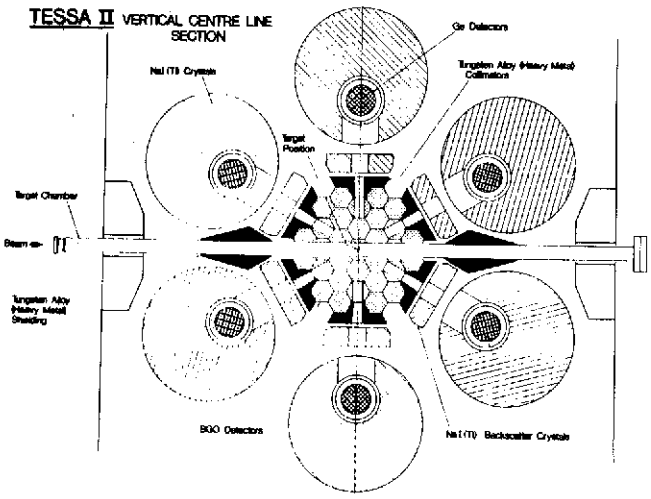


Figure 23 : Schéma du dispositif TESSA installé à Daresbury [8].

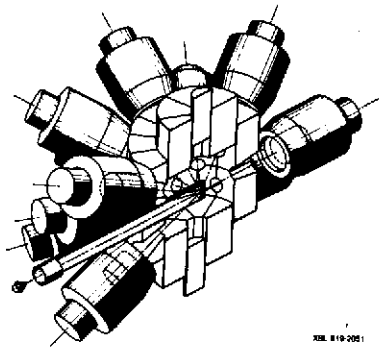
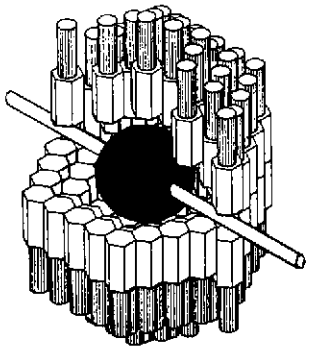


Figure 24 : Vue perspective de la boule à haute résolution de Berkeley [9].



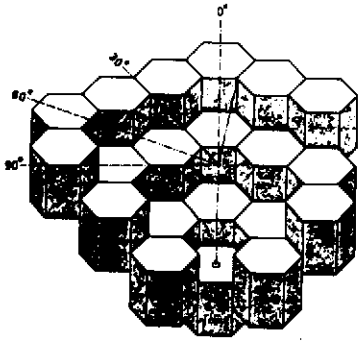


Figure 25 : Perspective du Château de cristal; la partie inférieure de la figure montre la disposition des cristaux

Le château de cristal (figure 25) est constitué par 74 cristaux en BaF_2 disposés en 6 couronnes concentriques, ce nombre de cristaux n'étant pas figé comme dans le cas des dispositifs de type boule. On peut, si cela s'avère nécessaire, rajouter une double couronne de compteurs passant ainsi à 122 compteurs, ce qui est représenté sur la perspective cavalière du haut de la figure 25. Contrairement aux boules les angles solides sous-tendus par chacun des cristaux ne sont pas toujours les mêmes. On peut cependant optimiser ces valeurs en jouant sur les hauteurs relatives des couronnes. La figure 26 montre le résultat d'un calcul des angles solides sous-tendus par les différentes familles de compteurs, pour diverses combinaisons de hauteur des couronnes d_1, d_2 et d_3. Du fait de la symétrie hexagonale on peut distinguer 6 familles différentes de compteurs. La nomenclature des familles de compteurs est reportée sur le bas de la figure 26, le premier chiffre correspond au numéro de la couronne, le second caractérise le compteur à l'intérieur

de la couronne. Les familles de compteurs identiques sont notées entre parenthèses ainsi la famille des compteurs 33 est identique à la famille 30. Il faut d'autre part tenir compte de la symétrie du château par rapport au plan horizontal médian.

N° de couronne	Nombre de compteurs par couronne	Nombre total de compteurs
0	1	2
1	6	14
2	12	38
3	18	74
4	24	122

Tableau 2 : nombre de compteurs par couronne et nombre total de détecteurs du château de cristal.

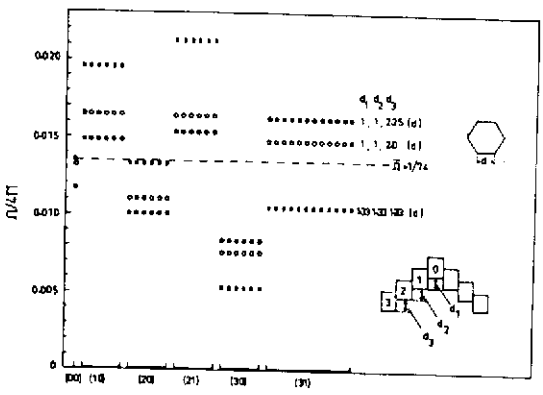
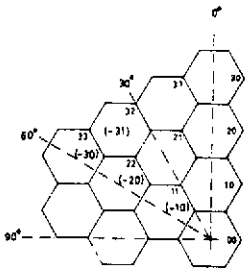


Figure 26 : Angle solide sous-tendu par les différentes familles de cristaux hexagonaux constituant le château de cristal. La ligne en pointillés correspond à la valeur de l'angle solide moyen, les longueurs sont repérées par rapport à la longueur de l'arête d'un hexagone.
Les valeurs reportées correspondent à la moitié des compteurs, le château étant symétrique par rapport au plan horizontal.
Trois jeux de distances d_1, d_2 et d_3 répertoriées sur la droite de la figure, ont été considérés correspondant aux valeurs notées par les symboles ●, □, ○.



Les caractéristiques des 3 systèmes existants, et du château de cristal sont résumées dans le tableau III.

		OAK-RIDGE "spin-spectrometer"	HEIDELBERG-DARMSTADT "Boule de cristal"	DARESBURY "TESSA"	FRANCE "Château de cristal"
		Boule de cristal	Boule de cristal	p. hexagonal + anticompton	p. hexagonal
Nombre de compteurs		fixe 72	fixe 162	62	74
Angle solide moyen %		1.38	0.62	1.61	1.35
Cristaux		NaI (POLYSCIN)	NaI	Bi-Ge-O	BaF_2
Résolution	temps	2.8 ns	3.2 ns	/	< 1 ns
	énergie	8%	7%	15 ~ 20%	10%
Rayon cm		17.8 - 35.6	22.8 - 38.1	(rm)9.5-13.3	(rm)21.6-31.6
				ϕ cm 4.38	10
				e cm 3.8	8.66
				ℓ cm 5 ou 7.5	14

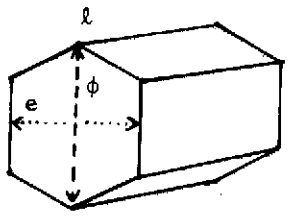


Tableau III.

Dans le cas de TESSA et du Château de cristal l'angle solide donné est la valeur moyenne. Les rayons indiqués correspondent au rayon interne et externe de la boule formée par les cristaux; dans le cas de TESSA et du Château de cristal, du fait de la géométrie hexagonale, les valeurs indiquées sont des valeurs moyennes. Pour ces deux systèmes les dimensions des cristaux sont reportées au bas du tableau.

Contrairement au cas des systèmes type boule de cristal où tous les compteurs sous-tendent un angle solide équivalent, il n'est pas possible dans le cas du château de cristal de calculer la réponse en multiplicité en utilisant la formulation simple exposée au chapitre des filtres de multiplicité. En effet si l'on tient compte de l'angle solide de chaque détecteur on est contraint de considérer toutes les combinaisons de compteurs possibles, ce qui est rapidement prohibitif. Si l'on considère 20 compteurs touchés le nombre de combinaisons à décrire est de

$\simeq 510^{17}$. Pour tourner cette difficulté des méthodes de calcul de type Monte Carlo ont été utilisées pour simuler des cascades γ et leur détection par le château de cristal. Les figures 27 et 28 correspondent aux probabilités P_{NP} que P compteurs soient touchés lorsque M photons sont émis. Cette probabilité dépend des hauteurs relatives des couronnes les unes par rapport aux autres, de l'efficacité de détection des scintillateurs, de l'angle solide de chaque détecteur et de la diffusion compton d'un compteur vers d'autres. La figure 27 ne tient pas compte des effets compton (f=0) et des effets d'efficacité (NΩ=1), elle reflète simplement les effets géométriques. La figure 28 prend en compte l'efficacité de détection avec et sans effet compton f=0.2 et f=0, ces deux effets étant antagonistes : l'effet compton a tendance à augmenter la multiplicité apparente, l'efficacité imparfaite à la diminuer. Le nombre moyen de compteurs touchés en fonction de la multiplicité a été calculé pour un dispositif château de cristal à 74, 122 et un nombre infini de compteurs (figure 29) ; dans ce cas les hauteurs des couronnes sont identiques et égales à l'arête de l'hexagone. La figure 30 compare la résolution en multiplicité du spectromètre de spin et du château de cristal, ces dispositifs ayant un nombre de compteurs voisins (72 respectivement 74 compteurs).

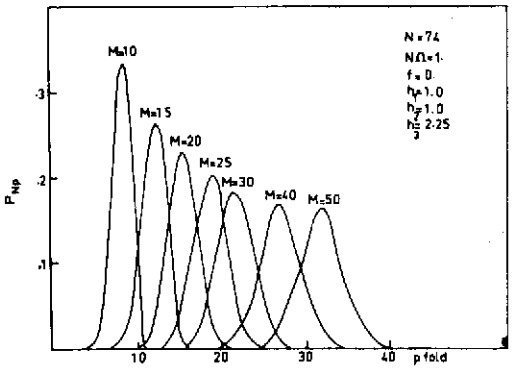
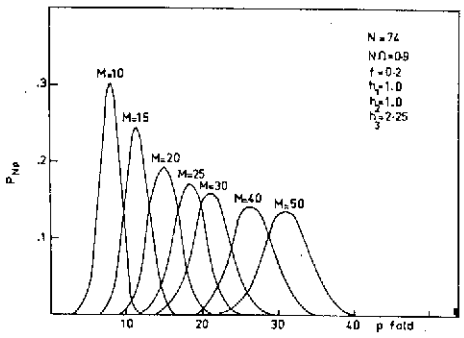


Figure 27 : Réponse en multiplicité du château de cristal. sans effet compton f=0 et efficacité de détection parfaite (NΩ=1)



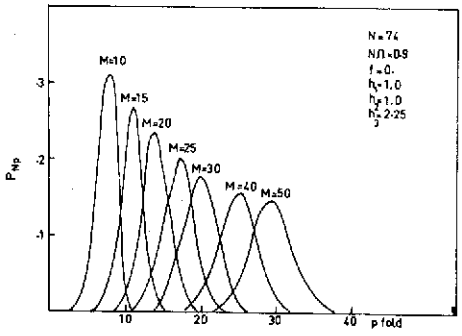


Figure 28 : Réponse en multiplicité du château de cristal calculée avec une efficacité NΩ=0.9 avec et sans effet compton (f=0.2, f=0)

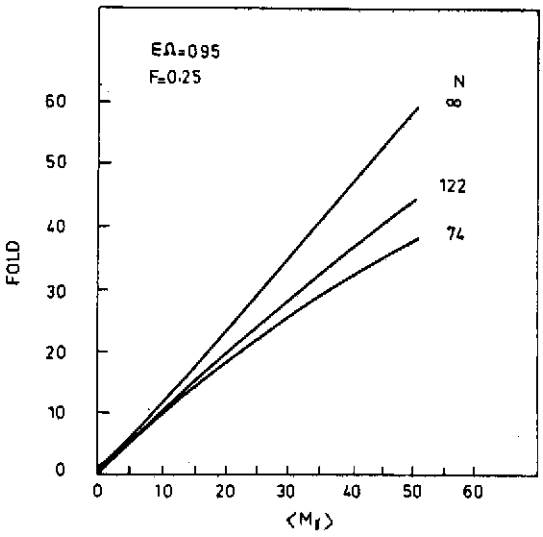


Figure 29 : Variation du nombre de compteurs touchés en fonction de la multiplicité et du nombre de détecteurs composant le château de cristal.

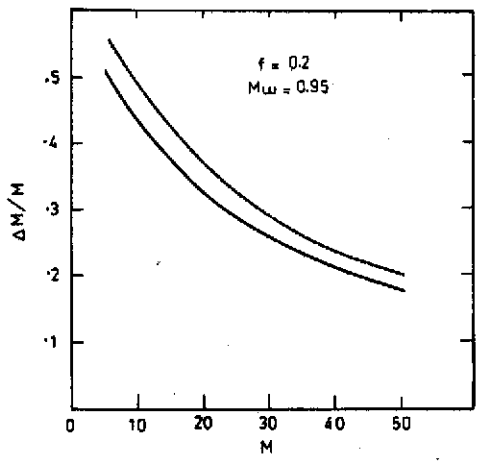


Figure 30 : Résolution en multiplicité du spectromètre de spin (trait pointillé) et du château de cristal (trait plein). L'efficacité totale de détection et la fraction compton sont choisies identiques pour les 2 systèmes; les hauteurs des couronnes du château sont: $h_1=1$, $h_2=1$, $h_3=2.25$.

Pour conclure ce chapitre sur les systèmes multicompteurs 4π on peut considérer deux classes de dispositifs, d'un côté se trouvent la boule de cristal et le spectromètre de spin. Ces détecteurs sont fait pour sélectionner au mieux l'énergie somme et la multiplicité, la réjection des neutrons étant nécessaire si l'on veut que ces quantitiés soient correctement déterminées.

Dans le cas de dispositif tel Tessa la réjection est impossible et l'on estime que ce dispositif détecte en moyenne 1 neutron pour une réaction comportant 4 neutrons. La résolution en multiplicité est également sacrifiée : dans le projet Berkeley cette résolution sera de 50 %. L'avantage de tels dispositifs est de pouvoir placer des Germanium avec anticompton relativement près de la cible et de bénéficier de spectres extrêmement propres.

Le château de cristal avec ses dimensions intermédiaires entre Tessa et le spectromètre de spin (rayon extérieur compris entre 25 et 31 cm) et sa résolution en temps (850 ps) permet de rejeter totalement les neutrons et offre la possibilité de placer à des distances parfaitement raisonnables des détecteurs germanium, l'utilisation de cristaux anti-compton n'étant géométriquement pas exclue. La figure 31 permet de comparer les valeurs mesurées pour l'efficacité totale Ω_T et la fraction d'énergie déposée, pour la boule de cristal, le spectromètre de spin et Tessa[8].

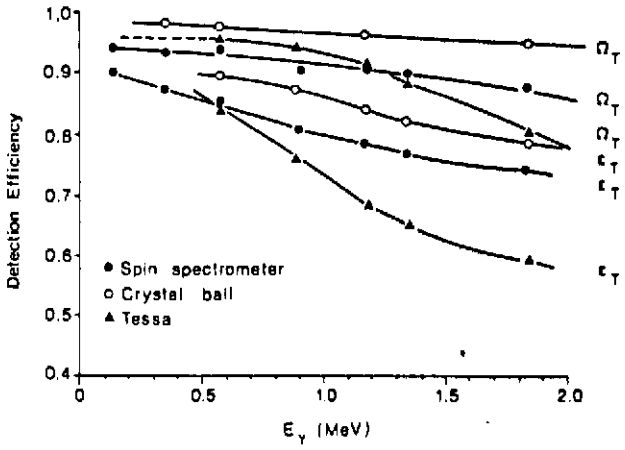


Figure 31 : Mesure de l'efficacité totale Ω_T et de la fraction de l'énergie γ déposée ε_T pour les 3 dispositifs multicompteurs 4π.8

Multidétecteur 4π , quelques applications

Orientation du spin du noyau

Les systèmes multicompteurs offrent la possibilité dans le cas de noyaux émettant une cascade de gamma contenant un nombre appréciable de transitions E2 de fixer ou de filtrer la direction du spin de ces noyaux.

Dans le cas de réactions où l'on détecte la particule diffusée aux angles arrières ou dans le cas de réactions de fusion évaporation avec une particule de spin zéro, la direction β du spin I du noyau émetteur est perpendiculaire à la direction du faisceau $\beta = 90°$. α et β sont les angles polaires fixant la direction du spin ϕ et ν ceux fixant la direction d'émission du gamma. Les fonctions de corrélations angulaires (pour $\beta = 90°$) ont les formes suivantes :

	L = 1	L = 2
$\Delta I = 0$	$\frac{3}{2}\{1-\sin^2\nu\cos^2(\phi-\alpha)\}$	$\frac{15}{2}\sin^2\nu\cos^2(\phi-\alpha)\{1-\sin^2\nu\cos^2(\phi-\alpha)\}$
$\Delta I = 1$	$\frac{3}{4}\ 1+\sin^2\nu\cos^2(\phi-\alpha)\}$	$\frac{5}{4}\{1+4\sin^4\nu\cos^4(\phi-\alpha) - 3\sin^2\nu\cos^2(\phi-\alpha)\}$
$\Delta I = 2$		$\frac{5}{4}\{1-\sin^4\nu\cos^4(\phi-\alpha)\}$

Ceci implique pour les cascades gamma émises à la suite de réactions de fusion évaporation, cascades constituées principalement de transitions quadrupolaires électriques (L=2), d'états de spin I vers des états de spin I-2 (ΔI =2), une dépendance angulaire en $1 - \cos^4\theta(\theta=\phi-\alpha)$. Ce fait peut être expérimentalement utilisé pour fixer la direction du spin du noyau. Il suffit pour cela de sélectionner les événements correspondant au déclenchement d'un grand nombre de compteurs d'une même couronne contenant l'axe du faisceau. On sait alors que l'on a la probabilité maximale pour que le spin du noyau émetteur pointe perpendiculairement au plan ce cette couronne de compteur.

La figure 32 représente les fonctions de corrélations angulaires W_Q et W_D calculées pour une cascade de transitions $E_2(\Delta I = 2)$ respectivement E_1 M_1 $\Delta I = 1$. Cette dépendance angulaire a été mesurée avec la boule de cristal de Heidelberg [10]. Les résultats sont montrés en encart. Expérimentalement deux détecteurs germanium Ge1 et Ge2 ont été placés aux angles $\nu = 172°$ et $\nu = 90°$ et mis en coïncidence avec les détecteurs de la boule de cristal. Le taux de coïncidence dans chacun des détecteurs Ge1 et Ge2 a été enregistré en fonction des différentes couronnes de détecteurs de la boule de cristal qui déclenchent. Le taux de comptage dans le Germanium Ge1 est indépendant de θ c'est à dire de la couronne, ce qui reflète le fait que dans une réaction de fusion le spin du noyau est contenu dans le plan perpendiculaire au faisceau. Par contre, pour le détecteur Ge2 le taux de coïncidence est maximum lorsque le plan de la couronne est confondu avec delui défini par Ge2 et le faisceau, traduisant ainsi le fait que les gamma sont émis préférentiellement dans le plan perpendiculaire au spin du noyau.

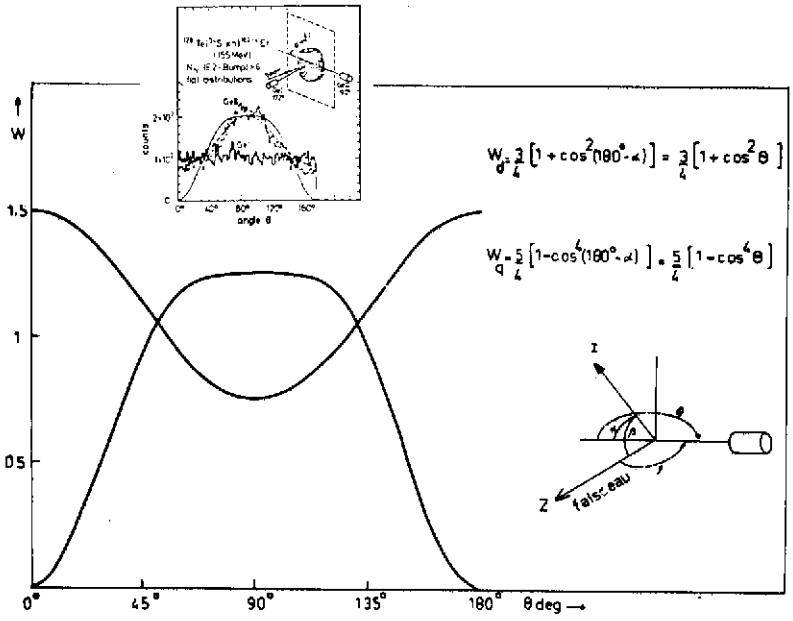


Figure 32 :
Distribution angulaire de la direction du spin pour des transitions dipolaires Wd $\Delta I=1$ et quadrupolaire W_Q $\Delta I=2$.

Les dispositifs multicompteurs offrent donc la possibilité d'étudier les effets de corrélations angulaires par rapport au spin du noyau plutôt que par rapport à la direction du faisceau. Ceci mène en général à des anisotropies beaucoup plus prononcées. Cette possibilité s'avère extrêmement intéressante dans des études telles que les résonances géantes construites sur des états de haut spin où l'anisotropie par rapport au faisceau est faible ou encore dans des mesures de moments magnétiques d'états de haut spin par la méthode des champs transitoires, les angles des précessions observables étant également faibles (de l'ordre de quelques milliradians).

Spectroscopie des raies discrètes yrast

Le noyau ^{158}Er est une illustration de l'utilisation des systèmes multidétecteurs 4π. Ce noyau déformé possède deux backbending, le premier très prononcé au spin 14 correspond à l'alignement des neutrons $i_{13/2}$, la seconde irrégularité observée au spin 28^+ traduit l'alignement de proton $h_{11/2}$. Une troisième irrégularité observée à 38ħ est probablement due à l'orbite neutron $h_{9/2}$. L'énergie de l'état yrast 40^+ apparaît cruciale : suivant la position de cet état on peut soit conclure à la survivance du pairing pour les neutrons, soit à une réduction importante des corrélations de pair. L'expérience a été faite à Daresbury au moyen de la réaction ^{114}Cd(^{48}Ca,4n) en utilisant Tessa et à Heidelberg grâce à la réaction ^{128}Te(^{34}s,4n) en utilisant trois détecteurs germanium montés en coïncidence avec la boule de cristal. La partie gauche de la figure 33 correspond aux spectres obtenus avec Tessa en sommant les spectres correspondant aux fenêtres placées sur les transitions yrast 20^+ à 36^+, et en sommant les spectres correspondant aux fenêtres allant de 11^- au 35^- pour obtenir respectivement la bande yrast et la bande latérale de parité négative.

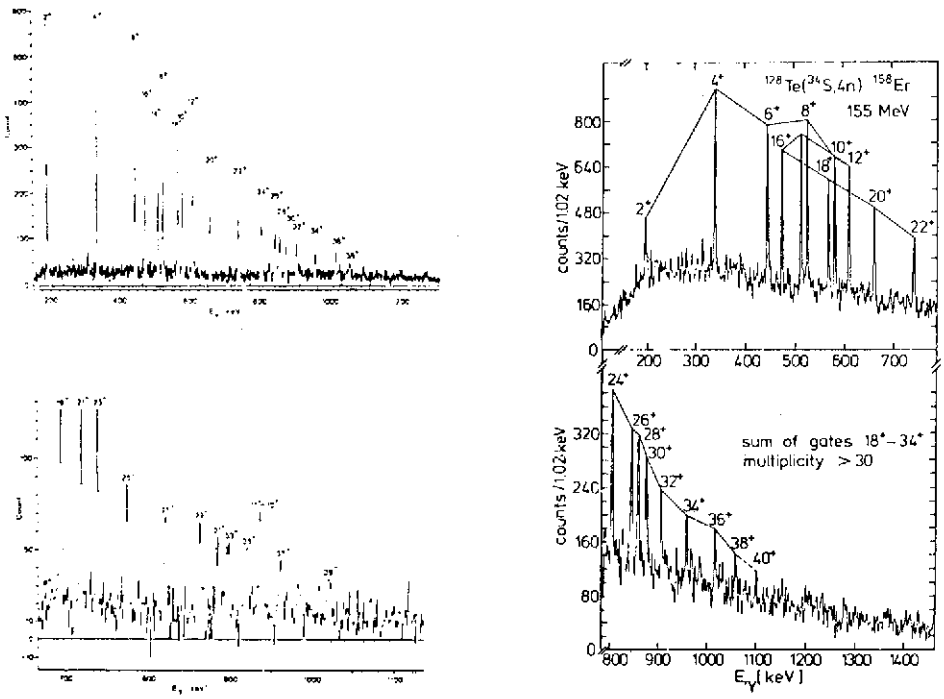


Figure 33 : Spectre de ^{158}Er obtenu à Daresbury (partie gauche) et à Heidelberg (partie droite de la figure) en utilisant les dispositifs multidétecteurs 4π.

Le spectre de droite mesuré à Heidelberg correspond à la bande yrast. Il a été obtenu en sommant les spectres correspondant à des fenêtres placées sur les transitions 34^+ - 18^+ de la bande yrast en imposant une condition de multiplicité M > 30 pour la boule de cristal.

Etude des populations d'entrée dans des réactions de fusion

La boule de cristal a été utilisée pour déterminer les points d'entrée dans le plan E,I en mesurant l'énergie totale et la multiplicité événement par événement. Les voies 4n et 5n étaient signées par deux détecteurs germanium disposés à 90° et 165° à l'intétieur de la boule. La distribution des états d'entrée est montré sur la partie droite de la figure 34. Dans cette expérience l'énergie somme était libre de toute contribution de la part des neutrons, rejeté par la discrimination temps de vol. Le spectre de multiplicité (figure 34, partie droite) correspond à la projection du spectre bidimentionnel sur l'axe de multiplicité. Ces résultats expérimentaux montrent que les voies de sortie 4n et 5n sont non seulement séparées en énergie totale mais également en multiplicité. D'autre part les distributions en intensité des voies 5n et 4n situées autour de r = 20 et r = 36 sont relativement plates ce qui change notablement de la distribution (en trait plein) à laquelle on devrait s'attendre pour la décroissance d'un noyau composé.

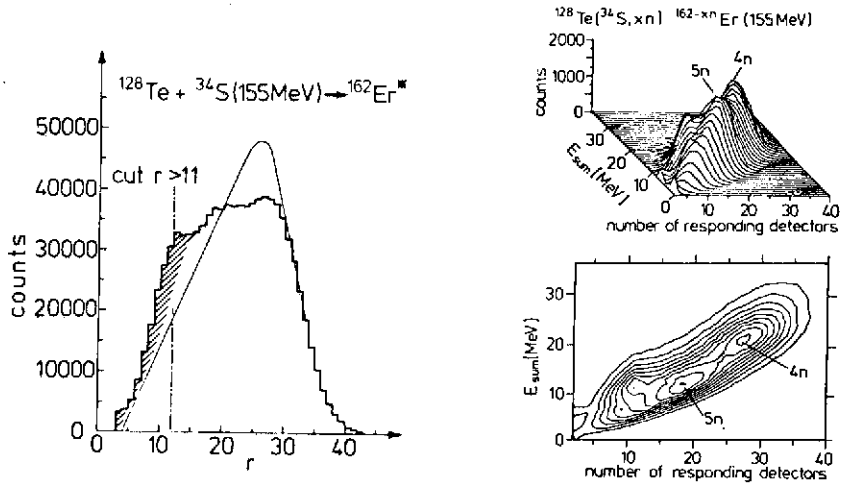


Figure 34 : Population des états d'entrée dans la réaction $^{128}Te + ^{34}Se$ à 155 MeV. Dans cette expérience la condition de coïncidence avec l'un des détecteurs germanium ainsi qu'un nombre de détecteurs touchés > 10 pour la boule de cristal, étaient requis. 5

Conclusion

L'utilisation des multidétecteurs 4π ne se cantonne pas au champ d'application illustré par les exemples cités ici. Ils sont utilisés entre autresdans l'étude des isomères de fission, dans la recherche des états quasi-moléculaires. Hors faisceau ils peuvent être mis à profit dans la détection de phénomènes rares comme la recherche de l'axion ou la double décroissance β. Cet exposé s'est également limité à la description des dispositifs existants ou en cours de réalisation. D'autres multidétecteurs 4π sont en projets dans différents laboratoires, en particulier à MSU, à Chalk-River et à Jülich. Si la conception et l'édification de tels appareillages requiert le concours et le travail (quelquefois ingrat) de nombreuses personnes, la moisson d'informations physiques qu'ils fourniront dans les prochaines années sera importante.

Bibliographie

1. D.L. Hillis, J.D. Garrett, O. Christensen, B. Fernandez, G.D. Hagemann, B. Herskind, B.B. Back and F. Folkman, Nucl. Phys. A325 (1979) 216.

2. G.B. Hagemann et al, Nucl. Phys. A245 (1975) 166.
L. Westerberg et al., NIM 145 (1977) 295.
A. Kerek et al., NIM 150 (1978) 483.
W. Ockels et al., Z. Phys. A 286 (1978) 181.

3. B. Haas, D.C. Radford, F.A. Beck, T. Byrski, C. Gehringer, J.C. Merdinger, A. Nourreddine, Y. Schutz and J.P. Vivien, Phys. Lett. 120B (1983) 79.

4. H.J. Körner, D.L. Hillis, C.P. Roulet, P. Aguer, C. Ellegaard, D.B. Fossan, D. Habs, M. Neiman, F.S. Stephens and R.M. Diamond, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 490.

5. R.S. Simon, R. Albrecht, D. Habs, K. Helmer, U.V. Helmolt, H.W.Heyng, B. Kolb, D. Pelte, D. Schwalm, V. Metag, H. Gräf, W. Hennerici, H.J. Hennrich, E. Jaeschke, R. Repnow, W. Wahl, International Symposium on the Dynamics of Nuclear Collective Motion, July 1982, Mt Fuji, Japan.

6. M. Laval, M. Moszynski, R. Allemand, E. Cormoreche, P. Guinet, R. Odru, J. Vacher, NIM 206 (1983) 169.

7. D.G. Sarantites, M. Jääskeläinen, J.T. Hood, R. Woodward, J.H. Barker, D.C. Hensley, M.L. Halbert, Y.D. Chan, Journal de Physique C10, (1980) 269.

8. P.J. Twin, P.J. Nolan, R. Aryaeinejad, D.J.G. Love, A.H. Nelson and A. Kirwan, Proceedings of International Conference on Heavy-Ion Physics and Nuclear Physics, Catania, March 1983.

9. F.S. Stephens
Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak-Ridge, Nov.1982, Ed. N.R. Johnson Harwood academic publishers, p. 479.

10. D. Habs, U.V. Helmolt, H.W. Heyng, R. Kroth, B. Kolb, D. Pelte, D. Schwalm, W. Hennerici, H.J. Hennrich, G. Himmele, R. Repnow, W. Wahl, E. Adelberger, A. Lazzarini, R.S. Simon, R. Albrecht, V. Metag.
Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak-Ridge, Nov. 1982, Ed. N.R. Johnson Harwood Academic Publishers, p. 451.