



**HAL**  
open science

## Le tracking gamma

G. Duchene

► **To cite this version:**

G. Duchene. Le tracking gamma. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale: de la mesure à la grandeur physique", Maubuisson, (France), du 9-15 septembre 2001: 20ème session, 2001. cel-00654211

**HAL Id: cel-00654211**

**<https://cel.hal.science/cel-00654211>**

Submitted on 21 Dec 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.

# LE TRACKING GAMMA

Gilbert Duchêne

Institut de Recherches Subatomiques,

CNRS-IN2P3 / Université Louis Pasteur Strasbourg 1,

23, rue du Loess, BP 28, 67037 Strasbourg Cedex 2, France

[gilbert.duchene@ires.in2p3.fr](mailto:gilbert.duchene@ires.in2p3.fr)

## RESUME

*Le présent cours décrit le principe de fonctionnement du spectromètre  $\gamma$  de nouvelle génération, AGATA, qui est basé sur la reconstruction du parcours des rayonnements  $\gamma$  dans le germanium (tracking  $\gamma$ ). L'amélioration calculée de 2 à 3 ordres de grandeur de la sensibilité de détection par rapport à celle des appareillages actuels ouvre de toutes nouvelles perspectives dans l'étude de la structure de la matière nucléaire dans ses extrêmes de déformation, d'isospin, de numéro atomique et de température. Les avancées technologiques nécessaires à sa réalisation et le programme de R&D pour les quatre prochaines années sont exposés de même que l'organisation des collaborations nationale et européenne.*

## ABSTRACT

*This lecture describes the basic principles of the  $\gamma$  path reconstruction ( $\gamma$ tracking) envisaged for the new-generation  $\gamma$  spectrometer, AGATA. The predicted detection-sensitivity improvement by 2 to 3 orders of magnitude compared to the ones of the arrays currently used, opens up completely new perspectives in the study of the nuclear-matter structure in its extremes of deformation, isospin, atomic number and temperature. The technological advances necessary to its construction, the corresponding R&D effort over the four coming years as well as the national and European collaborations are also presented.*

## I. INTRODUCTION

Les avancées majeures en détection  $\gamma$  ont souvent contribué de façon décisive aux découvertes les plus marquantes dans les études de la structure nucléaire. Ainsi les mises en évidence des bandes superdéformées et des premières bandes jumelles furent réalisées dans les années 1985-1990 auprès de multidétecteurs nationaux tels le Château-de-Cristal en France. Ces appareillages étaient constitués de 12 à 20 détecteurs Ge entourés d'enceintes de réjection Compton et incluaient un calorimètre  $4\pi$  de scintillateurs (NaI, BaF<sub>2</sub> ou BGO) mesurant la multiplicité  $\gamma$  et l'énergie  $\gamma$  totale relaxées dans la réaction. Le calorimètre, communément appelé « boule interne », servait non seulement de trigger mais également de système de sélection de la voie d'évaporation d'intérêt. Ces spectromètres  $\gamma$  avaient une efficacité totale de détection de pleine énergie (photopic)  $\epsilon_p\omega$  de 0,5 % qui donnait accès à des phénomènes physiques dont l'intensité  $I_\gamma$  pouvait être aussi faible que quelques  $10^{-3}$ .

Par le biais de collaborations à l'échelle continentale, une nouvelle famille d'appareillages GASP, EUROGAM et EUROBALL vit le jour dans les années 90. Leur efficacité de détection typiquement supérieure d'un ordre de grandeur à celles des spectromètres précédents, crût avec le temps de 3 % à 10 % grâce à la mise en œuvre de détecteurs Ge composites (clovers et clusters). Ils ouvrirent un champ de recherche considérable pour l'étude de la structure nucléaire à haut moment angulaire : bandes superdéformées identiques ( $I_\gamma \sim 10^{-3}$ ), transitions de liaisons entre puits superdéformé et normalement déformé ( $I_\gamma \sim 10^{-4}$ ), mesure des durées de vies des états superdéformés, observation de nouvelles propriétés du noyau comme les bandes ciseaux, la rotation magnétique ou le mode d'excitation collectif de type « wobbling », première signature expérimentale directe de la triaxialité du noyau. L'adjonction de détecteurs additionnels (particules chargées, neutrons, fragments de fission, noyaux de reculs) permet d'accroître encore la sélectivité des spectromètres actuels et d'étudier les noyaux exotiques riches en protons ( $N = Z$  jusqu'au voisinage de la masse 100) et riches en neutrons.

Ces dernières études prendront une dimension nouvelle auprès des installations de faisceaux radioactifs grâce à la mise en œuvre des nouveaux spectromètres dédiés de grande granularité (cristaux de Ge segmentés), EXOGAM et MINIBALL.

Afin de repousser les limites de détection de plusieurs ordres de grandeur ( $I_\gamma \sim 10^{-7}$ ) et de permettre l'étude des propriétés de la matière nucléaire dans ses extrêmes d'isospin, de déformation et de charge, l'émergence d'un nouveau concept de spectromètres  $\gamma$  est nécessaire. Un travail de R&D lancé dès 1996 par la collaboration EUROBALL a permis de jeter les premières bases d'un appareillage de nouvelle génération utilisant la reconstitution du parcours des photons dans le Ge (tracking gamma). Après une période d'intense R&D au niveau européen, cet équipement qui soulève l'intérêt à la fois des communautés de physiciens engagées auprès des faisceaux stables et auprès des faisceaux radioactifs, sera utilisé en phases successives d'efficacité de détection photopic croissante entre 2007 et 2009.

L'exposé qui suit présente succinctement les thèmes de physique qui seront abordés avec ce spectromètre, les techniques mises en œuvre pour sa réalisation, les développements en cours, les collaborations nationale et internationale ainsi que le calendrier du R&D et de la construction.

## II. LE TRACKING GAMMA , POUR QUELLE PHYSIQUE ?

Les études de la structure de la matière nucléaire en fonction du spin, de l'isospin, de la température et de la charge ont été menées jusqu'à présent à l'aide d'appareillages spécifiques à chacun de ces quatre axes de recherche. L'objectif est le développement et la réalisation d'un nouveau spectromètre  $\gamma$ , AGATA ( Advanced GAMMA Tracking Array), capable de sonder les états de la matière nucléaire dans tous ces degrés de liberté avec une sensibilité inégalée.

Le présent chapitre résume le contenu du rapport du groupe de travail français « Motivations physiques » [1] dirigé par A.Korichi (CSNSM) et le cas physique défendu en juin 2001 par G.Duchêne (IReS) et G.de France (GANIL) devant le Conseil Scientifique de l'IN2P3 pour le projet de R&D AGATA [2].

### II.1. Etats extrêmes de la matière nucléaire à haut moment angulaire

L'étude des états extrêmes de la matière nucléaire à haut moment angulaire porte, entre autre, sur les formes exotiques du noyau atomique, les états moléculaires nucléaires, le chaos et les résonances géantes construites sur des états excités.

#### II.1.1 Formes "exotiques"

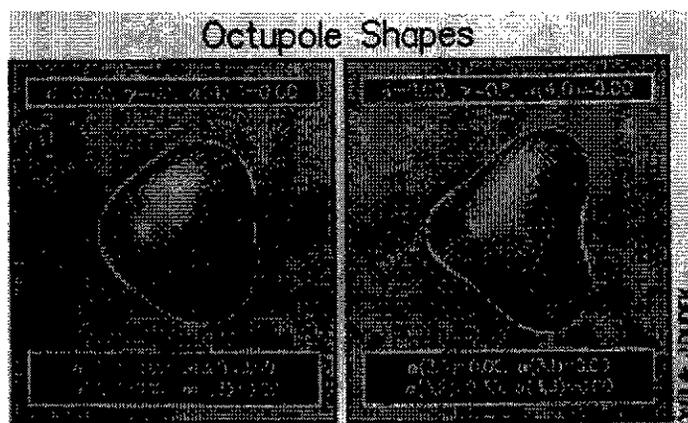
L'étude des formes "exotiques" des noyaux produits à haut moment angulaire est un moyen unique pour approcher nombre de phénomènes. Ainsi la mise en évidence de la superdéformation (ellipsoïde de rapport d'axes 2:1) des noyaux atomiques peuplée vers  $J = 65\hbar$  avec des intensités  $I_\gamma$  de  $\sim 10^{-2}$ - $10^{-3}$ , a permis d'étudier la combinaison des effets des orbitales de grand-j, de la rotation rapide et des intervalles de couches.

Les calculs théoriques prédisent l'existence d'une forme encore plus rigide et déformée, l'hyperdéformation. Un tel noyau, de rapport d'axes de  $\sim 3:1$  est créé à très haut moment angulaire ( $J = 80\hbar$ ) en forte compétition avec la fission ce qui réduit sa probabilité de formation de plusieurs ordres de grandeur ( $I_\gamma \sim 10^{-7}$ ). Il est, vis-à-vis de la rotation rapide, le laboratoire stable ultime de la matière nucléaire aux confins du chaos. De plus, en bas de bande hyperdéformée (HD), ses états discrets sont noyés parmi  $\sim 10^{10}$  états normalement déformés (ND) et sa désexcitation vers ces états correspond à une transition de phase ordre-chaos-ordre.

L'observation d'états HD constitue une importante confirmation des effets de couches dans le noyau et représente un enjeu fondamental pour la paramétrisation de la forme du potentiel en théorie du champ moyen [3-5]. En particulier les calculs théoriques prédisent que le paramètre de déformation octupolaire [6] et certaines contraintes sur les déformations des potentiels des neutrons et protons [7] affectent de façon significative la hauteur de la barrière et la profondeur du troisième puits.

La mise en évidence et l'étude d'autres formes de noyaux (forme superdéformée oblate, forme triaxiale) ou de transitions de formes présentent également un grand intérêt pour la confirmation de la pertinence des prévisions théoriques. Par exemple, de grands gaps dans les spectres de particules individuelles s'ouvrent autour de  $N = Z = 40$ . Ils correspondent au développement d'une déformation octupolaire exotique marquée ( $\alpha_{3,2} \approx 0,18$ ) dont la forme rappelle celle de la molécule  $\text{CH}_4$  (Figure 1). Cet objet de forme pyramidale présente une symétrie de type tétraédrique [8]. Fait unique dans la matière nucléaire, les fonctions d'onde de ses états brisent la symétrie de parité.

Un nouveau spectromètre permettant de gagner un facteur très important à la fois en efficacité de détection et en sélectivité est indispensable pour pouvoir espérer étudier des structures d'aussi faible intensité.



**Figure 1 :** Déformations octupolaires exotiques

- à gauche  $\alpha_{3,2} = 0,15$
- à droite  $\alpha_{3,2} = 0,30$

### II.1.2 Etats moléculaires

Des états de type résonances moléculaires ont été observés pour la première fois par Bromley et collaborateurs au début des années soixante dans le système  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  [9]. Depuis leur étude a été étendue jusqu'à la masse  $\sim 60$  ( $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  par exemple [10]). Ces résonances peuvent aussi être corrélées pour les systèmes plus légers, à des phénomènes de clusterisation en fragments alpha, carbone, oxygène ...[11] stabilisés par des neutrons [12]. Ces structures correspondent à des configurations particules-trous très exotiques qui ne sont pas reproduites par le « modèle standard » de la physique nucléaire, le modèle en couches. Elles soulèvent de fait un regain d'intérêt. La mise en évidence et l'étude de ces états pourront être effectuées en associant des détecteurs de fragments au spectromètre  $\gamma$  qui doit avoir une très grande efficacité pour des énergies gamma de plusieurs MeV.

D'autres états de type moléculaires sont prédits dans les noyaux très lourds. Un des aspects les plus intéressants à étudier est le réarrangement des nucléons lorsque le noyau survit dans une structure extrêmement déformée tout en s'appêtant à fissionner ou à se désintégrer par émission de clusters. Cet aspect de la dynamique du noyau est très mal connu alors qu'il est du plus grand intérêt. Par exemple, une structure extrêmement déformée est prédite pour les noyaux très lourds qui sont alors constitués de deux pré-fragments de fission. Dans cet état extrême de la matière, à l'instar des électrons de valence mis en commun dans les molécules, certains nucléons se trouvent délocalisés et parcourent des orbitales communes aux deux fragments [13]. Ils forment ainsi un nuage de matière nucléaire diluée dont les "orbitales moléculaires" jouent un rôle particulier dans la stabilité de cette configuration nucléaire extrêmement déformée. La structure de tels états pose de nouvelles questions :

- est-ce que deux champs moyens peuvent coexister dans un même objet nucléaire et comment interagissent-ils ?
- les phases d'appariement dans la matière diluée et dans les fragments sont-elles corrélées ?

### II.1.3 Chaos et Résonances Géantes

Le noyau est un excellent laboratoire pour étudier le phénomène de chaos. A basse énergie d'excitation il existe plusieurs nombres quantiques intrinsèques qui peuvent être utilisés pour caractériser les configurations nucléaires. A plus haute énergie d'excitation, du fait de la très grande densité de niveaux et de leur mélange, le concept de nombre quantique disparaît. La perte de nombres quantiques (et des symétries associées) est une signature du comportement chaotique. L'étude de la transition ordre-chaos nécessite des mesures précises d'un très grand nombre de

données spectroscopiques, souvent de très faible intensité, pour lesquelles un spectromètre de grande efficacité et de grande granularité constituera un outil ouvrant de nouveaux horizons.

L'étude des résonances géantes constitue un moyen assez unique d'approcher le comportement du noyau à température élevée. Le fait que le spectromètre de tracking gamma aura la même efficacité à une énergie de 10 – 15 MeV que EUROBALL à une énergie de 1 MeV rendra possible de nouvelles mesures. Elles concerneront les modes de décroissance des résonances géantes dipolaire et quadrupolaire. Il sera en particulier très intéressant d'étudier les résonances géantes bâties sur les formes superdéformées et triaxiales ou encore sur les états des noyaux riches en neutrons et faiblement liés. On peut notamment espérer dans ce dernier cas observer un nouveau type de résonances de basse énergie, par exemple les résonances pygmées, qui trouvent leur origine dans la séparation des densités de distribution proton et neutron et dont la structure fine pourra être résolue à l'aide d'un spectromètre  $\gamma$  de grande efficacité (rayons  $\gamma$  de 8 à 15 MeV) et de grande résolution en énergie (Figure 2).

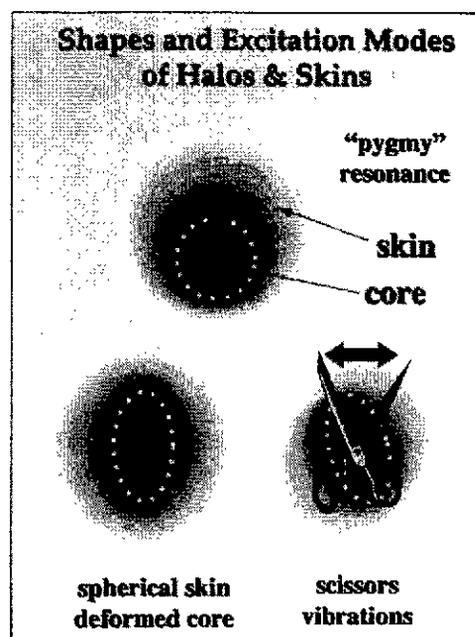


Figure 2: Modes collectifs d'excitation prédits pour les noyaux riches en neutrons

## II.2. Noyaux loin de la stabilité

Durant les dix dernières années, un regain d'intérêt considérable pour l'étude de la structure des noyaux exotiques a vu le jour. Ceci est dû pour une large part au développement de sources de production d'ions de grande intensité auprès d'accélérateurs permettant ensuite la production de noyaux exotiques par fragmentation des ions d'une cible fixe épaisse (ISOLDE), fragments réaccélérés par la suite, ou par fragmentation du projectile sur la cible (GANIL et GSI). C'est ainsi qu'ont été mis en évidence, par exemple, les noyaux doublement magiques  $^{100}\text{Sn}$ ,  $^{78}\text{Ni}$ ,  $^{48}\text{Ni}$ . Dans les paragraphes qui suivent seront décrits brièvement les thèmes de physique qui peuvent être envisagés grâce à la combinaison d'un détecteur type tracking gamma et des faisceaux radioactifs.

### II.2.1 Noyaux à halo et réaction de « knock-out »

Le mécanisme de « knock-out » présente des sections efficaces élevées de l'ordre de 100 mb. Ce type de réaction correspond à l'extraction d'un neutron faiblement lié du halo. Dans l'état final on aboutit à un isotope excité du noyau à halo initial. Un exemple caractéristique de ce type de recherche est le cas de la réaction  $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be}^* + n$  à 78 MeV/A [14]. Ces réactions sont utilisées afin d'avoir accès à la mesure de la distribution en moment des particules émises, aux sections efficaces différentielles ainsi qu'aux facteurs spectroscopiques [14-16]. Après l'éjection du neutron faiblement lié, le noyau de recul se désexcite par émission gamma et en fonction de sa structure, le spectre gamma peut être plus ou moins complexe. Il faut donc mesurer le moment du noyau de recul en coïncidence avec les rayonnements gamma émis ( $^{10}\text{Be}$  et  $E_\gamma \sim 10$  MeV, respectivement, dans l'exemple précédent). Comme on le voit l'efficacité de détection est primordiale. De plus, ces réactions ont une section efficace maximum à des énergies de bombardement de plusieurs dizaines de MeV par nucléon. A ces énergies, les rayonnements gamma émis en vol subissent un effet Doppler maximum. D'où la nécessité impérieuse d'une correction Doppler extrêmement performante (grande granularité de l'appareillage).

### II.2.2 Structure des noyaux très riches en neutrons

Lorsque l'on considère des noyaux loin de la stabilité vis-à-vis de la décroissance bêta, des phénomènes fondamentalement nouveaux sont prédits par les théories de type champ moyen. Dans ces régions où les énergies de liaison des derniers nucléons sont proches de zéro, la structure des

noyaux se rapproche de celle de la matière neutronique. La densité de neutrons est prédite supérieure à celle des protons dans tout le volume du noyau et ce tout particulièrement à sa superficie formant ainsi une sorte de « peau de neutrons » (Figure 3). Le potentiel nucléaire qui en résulte est si différent de celui que l'on trouve dans le cas des noyaux fortement liés, qu'une modification profonde de la structure en couche classique est prédite [17]. Aujourd'hui les données sont quasi inexistantes dans ce domaine. Seules les récentes études des noyaux riches en neutron tels  $^{32}\text{Mg}$  et  $^{44}\text{S}$  semblent indiquer un affaiblissement de la structure en couche [18]. Ce manque de données s'explique par la chute rapide des sections efficaces de production de tels noyaux ainsi que par l'efficacité toujours très limitée des spectromètres gamma actuels. Un moyen d'accéder aux nombres quantiques fondamentaux de spin et parité permettant de déterminer la structure des noyaux très exotiques est leur excitation Coulombienne. La section efficace de réaction est grande et le mécanisme suffisamment sélectif pour n'exciter que les premiers états et limiter la complexité des spectres gamma finaux.

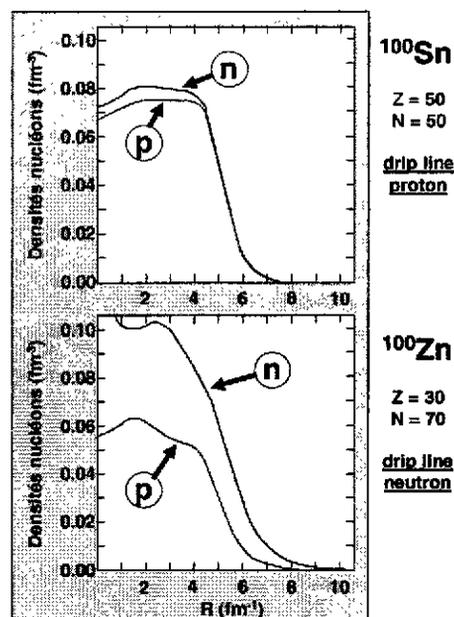


Figure 3 : Densité de neutrons et de protons dans les noyaux  $^{100}\text{Sn}$  et  $^{100}\text{Zn}$  (effet de peau de neutrons dans ce dernier)

### II.2.3 Noyaux $N = Z$ : les différentes phases d'appariement

Sur l'autre versant de la vallée de stabilité, la limite de cohésion des noyaux vis-à-vis de l'émission de proton est bien plus rapidement atteinte à cause de la répulsion Coulombienne qui prend le pas sur l'interaction forte. Jusqu'au noyau de  $^{100}\text{Sn}$ , il est possible de peupler des noyaux  $N = Z$  et d'étudier des aspects spécifiques à cette symétrie. L'interaction de pairing, qui a tendance à coupler à  $J = 0$  les paires de nucléons, est un sujet fondamental et toujours incompris. Pour ces noyaux « symétriques », les nucléons de valence occupent les mêmes orbitales et le recouvrement des fonctions d'onde est donc très grand ce qui a pour conséquence que les interactions neutron-proton (np) sont maximales [19-21]. Des calculs récents semblent indiquer la coexistence des phases  $T = 0$  et  $T = 1$  pour ces noyaux  $N = Z$  et en particulier que les paires couplées à  $T = 0$  seraient prépondérantes lorsque le moment angulaire croît [22]. Une façon de mesurer ces phases d'appariement pourrait alors être la détermination du moment d'inertie dynamique et son évolution avec la fréquence de rotation. Plus le nombre de particules de valence est grand, plus l'effet est important. La très faible section efficace de production des noyaux  $N = Z$  dans la région de masse 80-100 associée à la multiplicité gamma nécessaire à cette mesure impose une détection de très grande efficacité et de haute résolution.

### II.2.4 Spectroscopie au-delà de la drip line proton

Au delà de la ligne  $N = Z$ , vers la limite de cohésion des derniers protons, des modes de décroissance peu compris voient le jour. L'émission de proton direct par des noyaux relativement lourds est pourtant un problème de base: il s'agit pour un proton de valence de franchir une barrière de potentiel par effet tunnel. La difficulté vient essentiellement de la complexité de la structure de la barrière, souvent déformée. Des progrès significatifs ont toutefois été réalisés grâce aux mesures faites à Argonne utilisant la technique RDT (pour Recoil Decay Tagging) qui associe l'identification par spectromètre du noyau de recul en coïncidence avec le proton émis [23]. Dans le cas des noyaux déformés, il y a compétition entre les décroissances proton et gamma et les probabilités de

décroissance varient rapidement en fonction du moment angulaire, de la déformation, et des interactions résiduelles. La détection simultanée des particules chargées et des rayons gamma est donc essentielle d'une part pour mesurer les rapports d'embranchement et les facteurs spectroscopiques des émetteurs proton, et d'autre part pour détecter l'alimentation éventuelle d'états excités du noyau résiduel après émission de proton. Un exemple de ce type d'expérience qui pourrait être mené à l'aide d'un détecteur tracking gamma auprès de faisceaux radioactifs, est l'étude de la décroissance d'une bande rotationnelle superdéformée dans le  $^{58}\text{Cu}$ . Celle-ci décroît à la fois vers le  $^{57}\text{Ni}$  après émission d'un proton et vers l'état fondamental du  $^{58}\text{Cu}$  par transition gamma [24].

### II.3 Structure des noyaux lourds et nouvel îlot de stabilité

En dehors des limites de cohésion dues aux excès de nucléons, il existe une troisième limite dans le plan N-Z, celle du numéro atomique Z avec les éléments superlourds. En fonction des paramétrisations, les différents modèles théoriques prédisent les prochaines fermetures de couches à (Z=114, N=184), (Z=120, N=172) ou (Z=126, N=184). Les sections efficaces de production sont certes trop faibles pour mener une étude spectroscopique de ces noyaux mais il existe une alternative particulièrement intéressante. Au-delà des isotopes de Fermium (Z=100), les noyaux se trouvent être déformés. Ceci a été observé expérimentalement dans le cas des isotopes  $^{252,254}\text{No}$  [25,26] par exemple dans lesquels des bandes rotationnelles correspondant à une déformation de l'ordre de  $\beta \sim 0,2-0,3$  ont été mises en évidence (Figure 4). A cette valeur de déformation, on peut observer dans les diagrammes donnant les énergies de particules individuelles en fonction de la déformation, des zones de stabilité délimitées en particulier par des orbitales intruses provenant des couches supérieures. Or ces niveaux sont précisément ceux qui sont actifs pour la couche magique *sphérique* suivante. Ainsi, étudier la structure des transférmas déformés permet d'approcher celle des éléments superlourds sphériques. Les premiers résultats d'analyse des expériences menées dans les transférmas indiquent que la barrière de fission est élevée (supérieure à  $\sim 6$  MeV) et ce jusqu'à des valeurs importantes de moment angulaire comprises entre 30 et 40 h [27]. De telles conditions, confirmées par les calculs théoriques [28], sont très favorables à une étude spectroscopique détaillée de ces noyaux et à la compréhension de la structure des noyaux superlourds. Lorsque la décroissance gamma est compétitive vis-à-vis de l'émission d'électrons de conversion, c'est-à-dire essentiellement dans le cas des noyaux pair-pair, la puissance d'un appareillage basé sur la technique du tracking gamma (les sections efficaces de production du  $^{254}_{102}\text{No}$ , du  $^{256}_{104}\text{Rf}$  et du  $^{265}_{108}\text{Hs}$  sont respectivement de 3  $\mu\text{b}$ , 10 nb et 60 pb) combinée à un dispositif d'identification performant en terme de sélection et de réduction de bruit de fond (séparateur de masses et détecteur de plan focal efficace), sera essentielle.

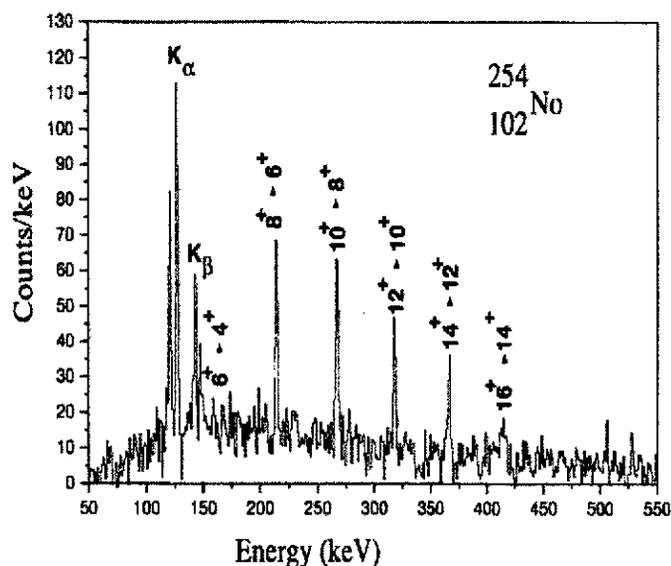


Figure 4 : Spectre  $\gamma$  en coincidence avec les résidus d'évaporation  $^{254}\text{No}$  [26]

Les premiers résultats d'analyse des expériences menées dans les transférmas indiquent que la barrière de fission est élevée (supérieure à  $\sim 6$  MeV) et ce jusqu'à des valeurs importantes de moment angulaire comprises entre 30 et 40 h [27]. De telles conditions, confirmées par les calculs théoriques [28], sont très favorables à une étude spectroscopique détaillée de ces noyaux et à la compréhension de la structure des noyaux superlourds. Lorsque la décroissance gamma est compétitive vis-à-vis de l'émission d'électrons de conversion, c'est-à-dire essentiellement dans le cas des noyaux pair-pair, la puissance d'un appareillage basé sur la technique du tracking gamma (les sections efficaces de production du  $^{254}_{102}\text{No}$ , du  $^{256}_{104}\text{Rf}$  et du  $^{265}_{108}\text{Hs}$  sont respectivement de 3  $\mu\text{b}$ , 10 nb et 60 pb) combinée à un dispositif d'identification performant en terme de sélection et de réduction de bruit de fond (séparateur de masses et détecteur de plan focal efficace), sera essentielle.

### III. LES SPECTROMETRES $\gamma$ EXISTANTS

#### III.1. Techniques actuelles de détection $\gamma$

Tous les multidétecteurs pour la spectroscopie  $\gamma$  utilisés actuellement emploient des détecteurs semi-conducteurs au germanium (Ge) car ils présentent une excellente résolution en énergie (FWHM = 1 keV à ~ 100 keV et 2 keV à 1 MeV). Cette propriété est due au faible gap existant entre les bandes de valence et de conduction (0,77 eV à 77 K) qui permet la création d'un grand nombre de porteurs (énergie de création de paire électron-trou de 2,96 eV), ainsi qu'au refroidissement du cristal à la température de l'azote liquide (77 K) qui réduit substantiellement le bruit thermique. Le Ge présente cependant un défaut, son faible numéro atomique ( $Z = 32$ ). Ainsi l'interaction dominante des photons avec le Ge est l'effet Compton de 150 à 8000 keV. Même pour des cristaux de grande taille (diam. ~ 7 cm, long. ~ 7 cm et vol. ~ 300 cm<sup>3</sup>), 75 % des photons de 1 MeV s'échappent du cristal après avoir interagit. Le spectre  $\gamma$  qui en résulte présente un important fond continu appelé fond Compton (Figure 5). Le rapport Pic-sur-Total P/T du nombre de coups dans les photopics sur le nombre total de coups dans le spectre, mesuré avec une source de <sup>60</sup>Co émettrice de deux rayons  $\gamma$  de 1173 et 1332 keV, vaut 0,25.

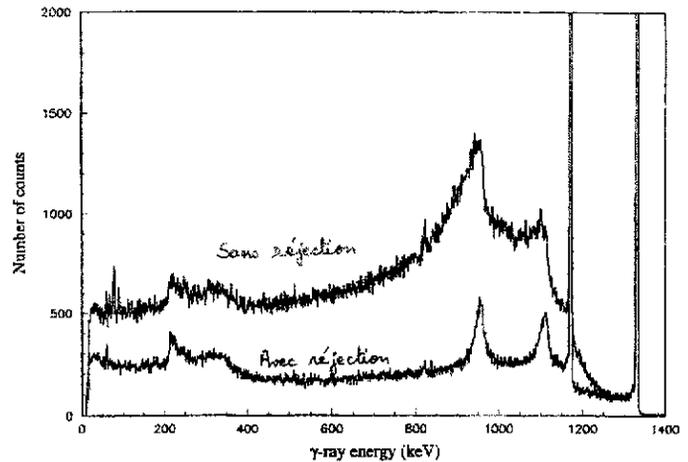


Figure 5 : Réduction du fond Compton obtenue par l'emploi d'une enceinte de réjection Compton en BGO

La réduction du fond Compton est réalisée en entourant le cristal de Ge de cristaux de scintillateur dense comme le BGO, fonctionnant en anti-coïncidence. Un tel montage permet de réduire le fond d'un facteur ~ 3 (Figure 5) et d'augmenter la valeur de P/T à 0,60.

**Ainsi la majorité des spectromètres  $\gamma$  actuels sont basés sur l'assemblage de N ensembles de détection constitués d'un détecteur Ge et de son enceinte de réjection Compton.**

#### III.2. Principales caractéristiques d'un spectromètre $\gamma$

La limite d'observation L d'un spectromètre  $\gamma$   $4\pi$  dépend essentiellement de deux paramètres :

- **l'efficacité de détection photopic totale**  $N\epsilon_p\omega$  où  $\epsilon_p$  représente l'efficacité photopic intrinsèque de chaque cristal Ge (probabilité d'absorption de pleine énergie ;  $\epsilon_p \sim 0,20$  à 1 MeV),  $\omega = \Omega/4\pi$  correspond à l'angle solide normalisé couvert par chacun des compteurs et N est le nombre de détecteurs Ge de l'appareillage.  $N\epsilon_p\omega$  correspond à la probabilité totale de pleine absorption et est, de fait, inférieure à 1.
- **le pouvoir de résolution R** qui est fonction de la largeur des raies  $\gamma$ ,  $\Delta E_\gamma$ , dans les conditions expérimentales et du rapport Pic-sur-Total

$$R = (\delta E / \Delta E_\gamma) \times P/T \quad \text{où} \quad R > 1 \quad (1)$$

$\delta E$  est l'espacement moyen dans le spectre  $\gamma$  entre deux transitions consécutives de la cascade  $\gamma$  étudiée.

La résolution en énergie sous faisceau,  $\Delta E_\gamma$ , d'un photon d'énergie  $E_\gamma$  est affectée par l'effet Doppler et résulte de quatre facteurs :

- la résolution intrinsèque du cristal  $\Delta E_{int}$
- l'élargissement Doppler dû à la demi-ouverture angulaire  $\Delta\theta$  du cristal Ge :  

$$\Delta E_{\Delta\theta} = 2\beta E_\gamma \sin(\theta) \sin(\Delta\theta) \text{ où } \beta = v/c \quad (2)$$
- l'élargissement Doppler dû à la demi-ouverture  $\Delta\alpha$  du cône de recul du noyau de recul émetteur  $\gamma$  ou du détecteur de fragment s'il y en a un :  

$$\Delta E_{\Delta\alpha} = 2\beta E_\gamma \sin(\theta) \sin(\Delta\alpha) \quad (3)$$
- l'élargissement Doppler dû au ralentissement  $\Delta\beta$  du noyau de recul dans la cible :  

$$\Delta E_{\Delta\beta} = \Delta\beta E_\gamma \cos(\theta) \quad (4)$$

La résolution finale correspond à la racine carrée de la somme quadratique de chacune de ces contributions soit :

$$\Delta E = \left\{ \Delta E_{int}^2 + \Delta E_{\Delta\theta}^2 + \Delta E_{\Delta\alpha}^2 + \Delta E_{\Delta\beta}^2 \right\}^{1/2} \quad (5)$$

La limite d'observation  $L^n$  pour un ordre de coïncidence ou fold  $n$  pourra être déduite de la convolution de l'efficacité de détection photopic totale et du pouvoir de résolution :

$$L^n \propto (N\epsilon_p\omega)^n \otimes R^n \quad (6)$$

Le terme d'efficacité à l'ordre  $n$  est d'autant plus petit que  $n$  est grand ( $N\epsilon_p\omega < 1$ ). Ainsi la statistique diminue rapidement quand l'ordre de coïncidence augmente (typiquement d'un ordre de grandeur en passant du fold  $n$  au fold  $n+1$ ) et la limite d'observation  $L$  varie de  $\sim 10^{-7}$  à  $\sim 10^{-2}$  dans l'exemple donné en Figure 6 (trait rouge). Le terme  $R^n$  croît au contraire avec  $n$  améliorant la valeur de  $L$  (trait bleu en Figure 6). Plus l'ordre de coïncidence  $n$  auquel l'analyse des données pourra être effectuée sera grand, plus les contraintes ainsi imposées contribueront à accroître la sélectivité du spectromètre (Figure 7).

Un compromis entre efficacité de détection et pouvoir de résolution est donc à rechercher pour chaque appareillage et pour toute nouvelle condition expérimentale, afin d'optimiser la valeur de  $L$ .

### III.3. Les spectromètres actuels

Essentiellement quatre appareillages sont utilisés ou en voie de l'être pour l'étude de la matière nucléaire, EUROBALL [29] et GAMMASPHERE [30] (moments angulaires extrêmes) et EXOGAM [31] et MINIBALL [32] (isospins extrêmes).

EUROBALL, fruit de la collaboration de six pays européens, l'Allemagne, le Danemark, la France, l'Italie, le Royaume Uni et la Suède, est constitué de 239 cristaux Ge regroupés dans 71 cryostats (Figure 8). Trois types de détecteurs Ge le composent, les tronc-coniques, situés aux angles avants ( $\theta < 60^\circ$ ), simples détecteurs de gros volume (30 unités) [33], les clovers placés autour de  $\theta = 90^\circ$ , des détecteurs composites correspondants à l'assemblage compact de quatre cristaux de taille moyenne (26 unités) [34-36] et les clusters implantés à l'arrière ( $\theta > 120^\circ$ ), des détecteurs composites correspondants à l'assemblage compact de sept cristaux encapsulés (15 unités) [37]. EUROBALL possède de plus une boule interne en BGO constituée de 210 cristaux. L'ensemble des détecteurs Ge, de leurs enceinte de réjection Compton et de la boule interne constitue un calorimètre mesurant l'énergie  $\gamma$  relaxée dans la réaction et le nombre de photons émis. Il permet la sélection de la voie d'évaporation d'intérêt et améliore de fait le rapport pic-sur-fond ainsi que la limite d'observation.

GAMMASPHERE est le concurrent américain de EUROBALL. Il ne possède pas de boule interne et n'est composé que de cristaux Ge de gros volume. Son pouvoir de résolution est néanmoins équivalent à celui de EUROBALL sans boule interne grâce à la segmentation électrique en deux des cristaux placés autour de la perpendiculaire à l'axe du faisceau. Sur 110 cristaux, 70 sont segmentés.

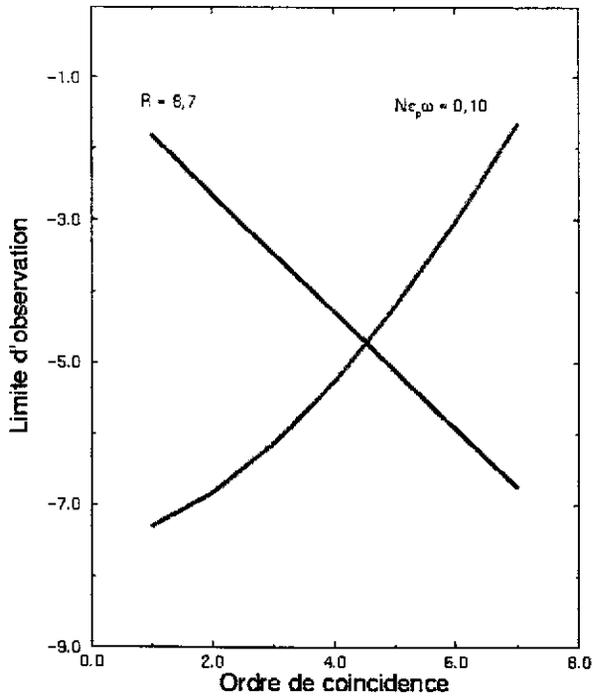


Figure 6 : Limite d'observation  $L$  calculée pour un appareillage d'efficacité de détection de 0,10 ayant un pouvoir de résolution de 8,7.  $L$  est donnée en fonction de l'ordre de coincidence  $\gamma^n$ . L'ordonnée est en logarithme décimal

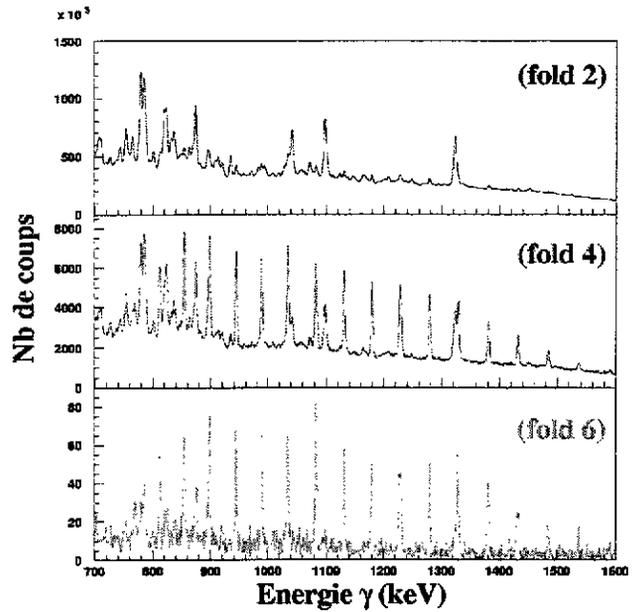


Figure 7 : Augmentation de la sélectivité d'un spectromètre  $\gamma$  avec le fold et réduction de la statistique associée. Spectres sans soustraction de fond

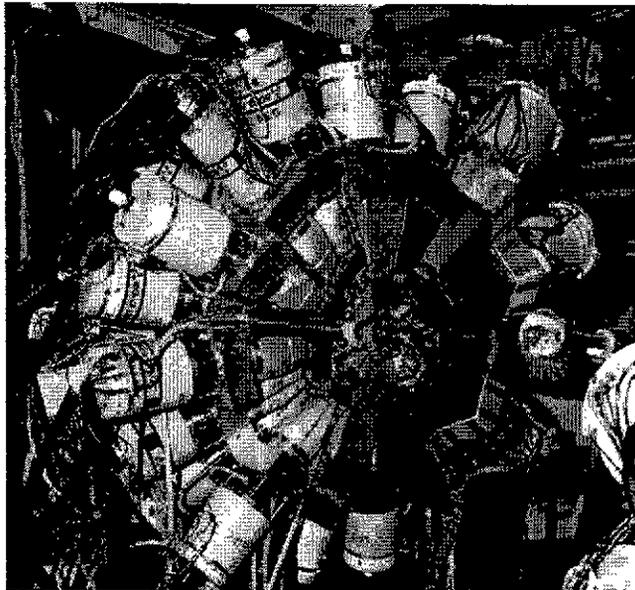


Figure 8 : Vue de EUROBALL IV ouvert. Au premier plan les détecteurs tronc-coniques, en position centrale les clovers et en arrière-plan les clusters. Au centre se trouve la boule interne en BGO

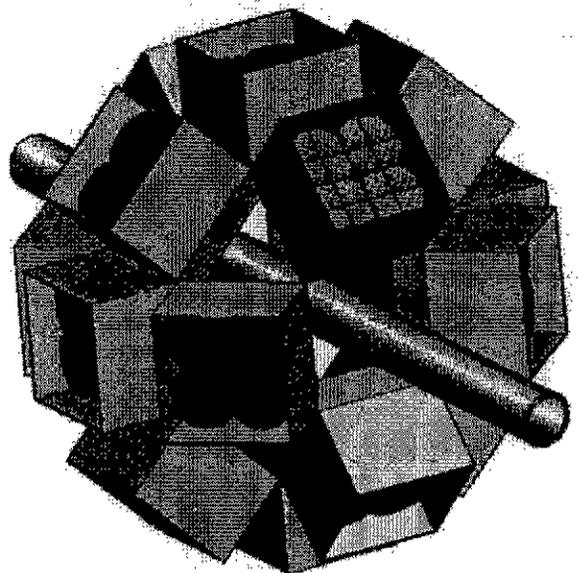


Figure 9 : Vue artistique de EXOGAM. Les cristaux (en bleu) des clovers (boîtes jaunes) sont segmentés chacun en quatre

Ces deux appareillages présentent une efficacité de détection identique  $Ne_p\omega = 0,094$ , une limite d'observation  $L \sim 10^{-4}$  qui peut-être améliorée par l'adjonction de détecteurs additionnels comme la boule interne pour EUROBALL et permettent une analyse des données en coïncidences quadruples.

EXOGRAM et MINIBALL sont les deux appareillages dédiés à l'étude des noyaux exotiques en Europe, le premier auprès de SPIRAL au GANIL, le second auprès de REX-ISOLDE au CERN.

EXOGRAM est constitué de 16 détecteurs clovers de grande taille dont chaque cristal est segmenté en 4 parallèlement à son axe conduisant à un total de 256 segments (Figure 9). Chaque détecteur clover est entouré d'une double enceinte de réjection Compton permettant un assemblage en deux géométries, l'une compacte (distance d Ge-cible de 11,4 cm) et de grande efficacité ( $Ne_p\omega = 0,20$ ) pour les études à très faible multiplicité ( $M\gamma \sim 1$ ; excitation coulombienne et réactions de knock-out, par exemple) et l'autre plus ouverte ( $d = 14,7\text{cm}$  et  $Ne_p\omega = 0,12$ ) pour les études à moment angulaire moyen ( $M\gamma \leq 15$ ; fusion évaporation).

MINIBALL possède 40 cristaux coaxiaux, segmentés chacun en 6 parallèlement à leur axe pour un total de 240 segments. Ils sont encapsulés selon la technique des détecteurs clusters et regroupés en 8 triple- et 4 quadruple -clusters. La structure mécanique de MINIBALL donne une grande souplesse d'adaptation de l'appareillage aux contraintes des expériences (géométrie variable). Les cristaux ne sont pas entourés d'enceinte de réjection Compton et l'efficacité maximale est de 0,165.

### III.4. Evolution technologique

La mise en évidence des phénomènes physiques associés aux thématiques scientifiques décrites plus haut suppose la mesure de signaux de très faible intensité généralement dominés par un fond important et souvent perturbés par leur mode de production, comme par exemple l'élargissement Doppler des pics  $\gamma$  provenant de la vitesse de recul élevée du noyau émetteur. Ceci entraîne que le spectromètre  $\gamma$  de nouvelle génération devra à la fois posséder une efficacité de détection photopique grandement améliorée et une granularité beaucoup plus importante. L'efficacité de détection devra ainsi être suffisante pour permettre l'observation de structures nucléaires peuplées avec une section efficace de quelques dizaines de nanobarns, une amélioration de 2 à 3 ordres de grandeur par rapport aux spectromètres actuels. La granularité devra être très grande non seulement pour réduire l'effet Doppler mais aussi pour d'autres raisons, notamment la précision angulaire nécessaire pour une reconstruction efficace du parcours du rayon gamma ou encore la réduction du nombre de rayons  $\gamma$  détectés simultanément dans le même détecteur.

Pour respecter ce cahier des charges il fallait pouvoir sortir du schéma classique "détecteurs Ge + anti-Compton BGO". Le présent programme de R & D "Tracking gamma" a été entrepris dans le but d'identifier et de développer les nouvelles technologies à mettre en œuvre pour la réalisation de spectromètres  $\gamma$   $4\pi$  constitués uniquement de détecteurs Ge.

Des caractéristiques d'un spectromètre  $\gamma$  reportés plus haut on voit que l'amélioration de la limite de détection ne peut résulter que de l'amélioration d'une ou si possible de plusieurs des quantités suivantes :

- efficacité de détection photopique intrinsèque  $\epsilon_p$
- couverture angulaire  $N\omega$  des détecteurs Ge
- largeur  $\Delta E_\gamma$  des pics gamma sous faisceau
- rapport Pic-sur-Total

L'idée de base est de ne couvrir l'espace que de détecteurs Ge. Les énergies relaxées dans les détecteurs voisins pourront alors être sommées pour contribuer au pic d'absorption totale de sorte que l'on obtient ainsi à la fois une plus grande efficacité photopique totale et un rapport Pic-sur-Total similaire à celui avec détecteurs anti-Compton.

Dans cet esprit, une extension de la technologie actuelle consiste à assembler  $\sim 900$  détecteurs Ge de grand volume, non segmentés, pour constituer une « boule Ge » de 50 cm de rayon interne. Une telle géométrie permet de limiter à seulement  $\sim 10\%$  la probabilité de détection dans des cristaux adjacents, de deux rayonnements gamma émis simultanément dans une longue cascade de 30

gamma. Ainsi en sommant les énergies déposées dans deux cristaux voisins la probabilité est élevée de reconstituer l'énergie d'un photon ayant diffusé d'un cristal à l'autre. L'efficacité attendue d'un tel équipement est  $N\epsilon_p\omega \sim 0,43$  [38] mais son coût est très élevé.

Aussi une nouvelle technologie très ambitieuse lui est-elle préférée. Elle est basée sur l'emploi d'un plus petit nombre de détecteurs, 100 à 200 cristaux ( $d \sim 15$  cm), chacun multisegmenté longitudinalement et transversalement pour délimiter de petits éléments de détection appelés de façon générique 'segments'. Les énergies partielles déposées dans les segments touchés pourront être sommées pour contribuer au pic d'absorption totale. La détermination des points d'interaction  $\gamma$ -Ge sera réalisée en ligne par analyse des formes d'impulsion issues des préamplificateurs des segments.

Nous verrons dans le chapitre suivant les difficultés de ce pari technologique et les solutions proposées.

## IV. LE TRACKING $\gamma$

### IV.1. Principe de la méthode

La probabilité que le rayon  $\gamma$  soit totalement absorbé à la première interaction (effet photoélectrique) devient très faible au-delà de 100 keV. Le parcours du rayon  $\gamma$  dans la matière est alors essentiellement régi par la loi de diffusion Compton qui établit une relation univoque entre énergie absorbée, énergie diffusée et angle de diffusion. La méthode de la reconstitution du parcours du rayon  $\gamma$  consistera à utiliser cette relation, sachant par exemple qu'un photon de 1 MeV diffusera en moyenne 3 à 4 fois avant d'être totalement absorbé. Au delà d'une énergie de quelques MeV l'effet de création de paires devra également être pris en compte.

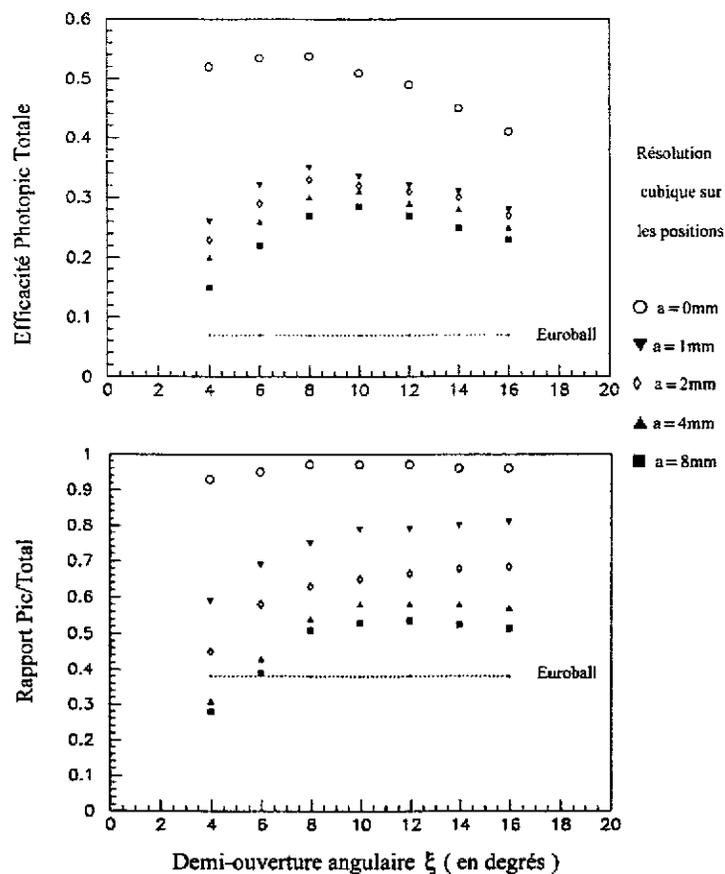
La détermination de l'angle de diffusion nécessite la mesure des coordonnées  $(x,y,z)$  des points d'interaction du rayon  $\gamma$  avec le cristal de Ge. Une segmentation électrique transversale et longitudinale des cristaux permet d'obtenir une mesure des coordonnées  $(x,y)$ . Seront ainsi créés, dans le cas de détecteurs Ge coaxiaux, de petits secteurs de cylindre conique et dans le cas de détecteurs planaires, de petits parallélépipèdes rectangulaires de formes très proches de cubes, les **segments**. La mesure de la hauteur de l'impulsion délivrée par ces segments donnera à la fois l'information de position  $(x,y)$  et l'énergie déposée. Une information encore plus précise sur les coordonnées  $(x,y)$  peut être obtenue en analysant les impulsions induites dans les segments voisins du segment touché.

La mesure de la forme et du temps de montée de l'impulsion donneront eux accès à la coordonnée  $z$  qui correspond à la distance du point d'interaction à l'axe du détecteur dans le cas du détecteur coaxial (rayon d'interaction  $r$ ) ou la distance à l'anode dans celui du détecteur planaire (profondeur d'interaction  $x$ ) puisque ces grandeurs sont caractéristiques du temps de collection des trous et des électrons. **La probabilité d'une reconstruction correcte du parcours du rayon  $\gamma$  est tributaire de la précision de mesure des points d'interaction (Figure 10).**

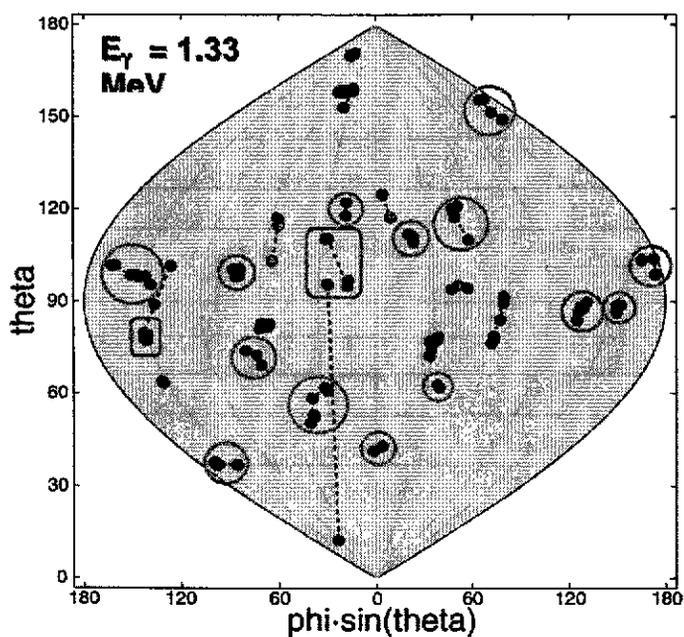
Des calculs de simulation avec le code GEANT III ont été opérés de façon extensive dans plusieurs laboratoires (Milan, Padoue, Stockholm et Strasbourg) pour déterminer les géométries de spectromètres  $\gamma$  les plus performantes avec la méthode du tracking gamma.

La simulation du parcours d'un rayon  $\gamma$  montre que les positions spatiales des interactions d'un photon avec le Ge sont situées dans un volume restreint autour du premier point d'interaction et forment un amas de  $N$  segments touchés (voir cercles rouges et rectangles verts en Figure 11). La somme  $E_{\Sigma}$  des énergies partielles  $e_i$  déposées, après diffusion Compton ou création de paires, dans chaque segment de l'amas est supposée correspondre à l'énergie totale du rayonnement ayant été détecté.

Le programme de tracking du rayon  $\gamma$  va chercher à déterminer l'ordre le plus probable des  $N$  points d'interaction de l'amas de segments touchés en respectant les relations (énergie  $e_i$ , angle de diffusion  $\theta_i$ ) imposées par la diffusion Compton ou la création de paires. Pour cela il utilise l'énergie initiale supposée  $E_{\Sigma}$ , sa direction incidente (provenance de la cible) et les coordonnées des points d'interaction pour calculer, pour chacune des  $N!$  possibles permutations des points, la succession des angles de diffusions  $\cos(\theta_{i,pos})$  et celles corrélées des énergies diffusées  $E_{\gamma i,pos}$ . Celles-ci sont comparées par un test de  $\chi^2$  aux valeurs déduites des énergies partielles  $e_i$  déposées. La permutation finalement choisie présentera un  $\chi^2$  inférieur à une valeur seuil. L'énergie  $E_{\Sigma}$  sera incrémentée dans le spectre  $\gamma$  et le premier point d'interaction de la permutation sera utilisé pour réaliser la correction de l'élargissement Doppler.



**Figure 10 :** Efficacité photopic et rapport Pic-sur-Total en fonction du demi-angle de regroupement et de la résolution cubique (a) pour une boule de Ge idéale



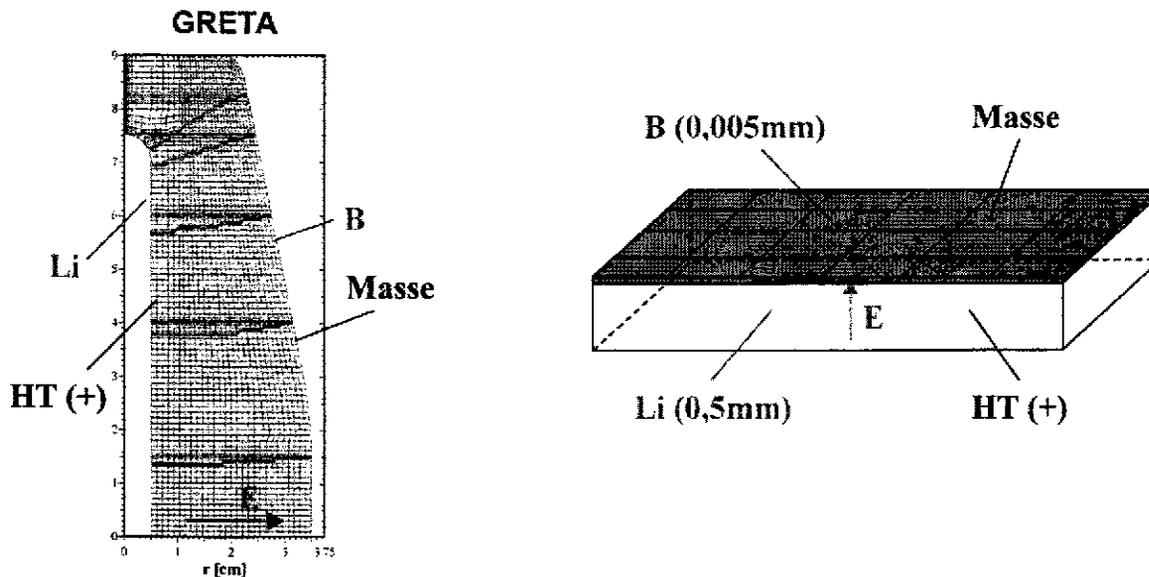
**Figure 11 :** Représentation, sous la forme d'une mappemonde, d'une boule Ge vue depuis la cible. Les points de couleur reliés par un trait pointillé correspondent aux points d'interaction d'un rayon  $\gamma$  dans le détecteur. Il apparaît clairement que ceux-ci sont regroupés en petits amas. Les cercles rouges et les rectangles verts représentent les photons  $\gamma$  reconnus par le programme de regroupement des points d'interaction en amas ; en rouge les bons amas, en vert les amas mal constitués

## IV.2 Segmentation du détecteur Ge

Le Ge est un semi-conducteur. Son volume est rendu actif en créant une jonction n-p et en la polarisant en inverse (voir cours de S.Hustache Ottini). La zone de charge d'espace ainsi créée (déplétée) peut s'étendre à tout le volume du cristal. Avec une tension de surdéplétion de quelques centaines de volts, un champ électrique intense est établi dans le volume de Ge. Il permet la collection des charges libérées par la détection d'un photon.

Pour un cristal Ge intrinsèque de type-n, la jonction est générée par implantation d'atomes de bore (B) qui créés un contact  $p^+$  très mince (0,5  $\mu\text{m}$ ). Un contact  $n^+$  est produit sur la surface opposée du cristal par diffusion de lithium (Li), technique de fabrication qui conduit à de fortes épaisseurs (~ 0,5 mm). La surface du cristal comprise entre les deux contacts est passivée (isolante).

Dans un cristal coaxial, le contact central est diffusé au Li et le contact externe est implanté au B. Pour un cristal plan, les surfaces planes en vis-à-vis servent de contact (Figure 12). Le contact au Li est mis à la haute tension et celui au B à la masse. Le champ électrique est quasiment radial dans la partie coaxiale du cristal tronc-conique (traits rouge, Figure 12) et fortement distordu autour de la partie frontale. Il est perpendiculaire aux contacts actifs dans la planaire (Figure 12).



**Figure 12 :** Cristal tronc-coniques quasi-coaxial et cristal planaire. Les contacts actifs au bore (B) et au lithium (Li) soumis respectivement à la masse et à la haute tension (HT) sont représentés. Certaines lignes de champs et leur direction sont également indiquées

La segmentation électrique est réalisée sur le contact au B au moment de l'implantation. Il en résulte que de fines lignes de Ge intrinsèque séparent de **petites surfaces actives, les pixels**. La collection des porteurs s'effectue le long des lignes de champ électrique. Elles définissent ainsi le volume (segment) dans lequel la collection des charges conduisent à un pixel donné. Des différences importantes peuvent apparaître entre les volumes effectifs et souhaités d'un segment. Cet effet est montré en Figure 12 pour la géométrie quasi-coaxiale où les traits bleus représentent la subdivision recherchée et les traits rouges, celle obtenue. Le contact au Li soumis à haute tension est appelée **anode**, celui au B, segmenté est appelé **cathode**. Le contact électrique réalisé sur chaque pixel permet la mesure de l'énergie partielle  $e_i$  déposée dans le segment correspondant via un préamplificateur en liaison continue. L'énergie totale  $E_\Sigma$  déposée dans le cristal de Ge est tirée du contact au Li soumis à haute tension. Les signaux sont transmis au préamplificateur au travers d'une capacité de découplage (liaison alternative).

### IV.3. Champ électrique et vitesse des porteurs

L'expression du champ électrique E en un point donné du cristal (rayon d'interaction r pour le cristal coaxial, profondeur d'interaction x mesurée à partir de l'anode dans le planaire) est fonction principalement de trois paramètres, la densité d'impureté  $\rho$ , la tension de fonctionnement  $V_o$  et les facteurs géométriques du cristal. Elle prend la forme suivante :

$$-E(r) = \frac{\rho}{2\varepsilon}r + \frac{V_o + \frac{\rho}{4\varepsilon}(r_{ext}^2 - r_{int}^2)}{r \ln(r_{ext}/r_{int})} \quad (7)$$

pour un détecteur vraiment coaxial et :

$$-E(x) = \frac{V_o}{d} + \frac{\rho}{\varepsilon} \left( \frac{d}{2} - x \right) \quad (8)$$

pour un détecteur planaire.  $\varepsilon$  est la constante diélectrique du Ge,  $r_{ext}$  et  $r_{int}$  sont respectivement le rayon externe et le rayon interne du trou central du cristal coaxial et d est l'épaisseur de la diode planaire. La valeur du champ varie dans l'épaisseur du cristal [40]. La vitesse des porteurs électrons et trous  $v_i(E,r)$  varie linéairement avec E pour des valeurs modestes du champ (voir cours de S.Hustache Ottini) puis atteint de façon asymptotique la vitesse maximale de transport appelée « vitesse de saturation ». Cette dernière est la même à 10 % près pour les électrons et les trous et est atteinte à 10 % près pour des valeurs de champ supérieures à 1000 V/cm (Figure 13, image de gauche). Elle peut-être paramétrisée de la façon suivante :

$$v_i(E,r) = \frac{\mu_i E(r)}{\left[ 1 + \left( \frac{E(r)}{E_{oi}} \right)^{1/\beta_i} \right]} \quad (9)$$

où i = électron, trou et  $\mu_i$  est la mobilité des porteurs. Les paramètres  $\mu_i$ ,  $E_{oi}$  et  $\beta_i$  sont donnés dans le Tableau 1.

i	$E_{oi}$ (V/cm)	$\beta_i$	$\mu_i$ (cm <sup>2</sup> /v.s)
Electrons	275	1,32	$-3,6 \times 10^4$
Trous	210,5	1,36	$-4,2 \times 10^4$

**Tableau 1** : Valeurs des paramètres de la vitesse  $v_i$  des porteurs électrons et trous dans le Ge (Eq.9)

**Le réseau cristallin du Ge présente une anisotropie: la vitesse de saturation  $v_d$  des porteurs dépend de l'orientation de la direction de la collection des charges par rapport aux axes principaux du réseau [41,42].** La vitesse  $v_d$  est la plus grande selon l'axe <100>. Pour un champ électrique de 1000 V/cm,  $v_d$  est ~ 8 % plus faible selon l'axe <110> et est diminuée de ~ 30 % selon l'axe <111> (Figure 13, image de gauche). L'anisotropie du réseau entraîne également une **distorsion des lignes de champ** surtout marquée dans la partie frontale du cristal, non coaxiale (Figure 13, image de droite). Il en résulte une déformation des segments et l'établissement de zones frontières floues entre segments. Les cristaux de Ge sont produits par tirage selon l'axe <001>. La collection des porteurs s'effectue dans la partie coaxiale dans un plan (<100>, <110>) avec des dispersions de ~ 8 % alors que dans la partie frontale elle se réalise hors plan, partiellement selon l'axe <111> (dispersion de ~ 20 %).

Pour de longs cristaux planaires, la découpe dans le Ge brut peut être réalisée parallèlement à l'axe de tirage et de telle façon que l'axe de collection des charges soit <100>. **Les effets d'anisotropie sont alors négligeables** dans de tels détecteurs.

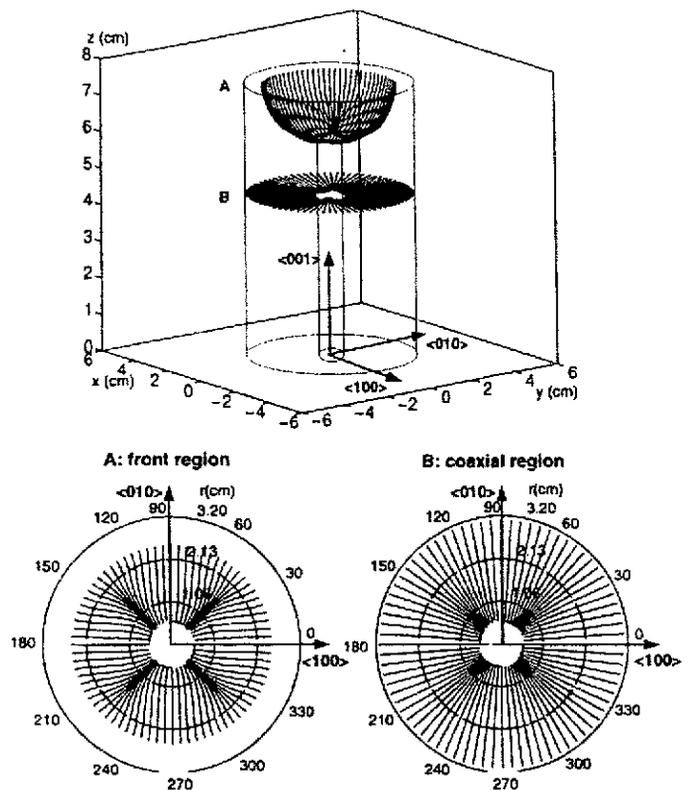
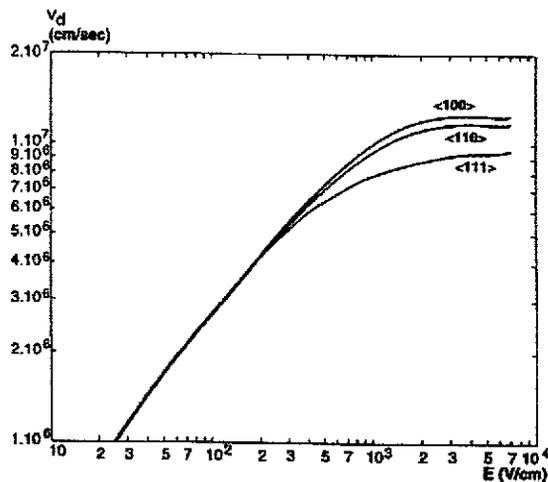


Figure 13 : Vitesse des porteurs en fonction de l'intensité du champ électrique suivant les trois axes principaux du réseau cristallin (image de gauche). Distorsion des lignes de champ dans les parties frontale et coaxiale d'un cristal quasi-coaxial (image de droite)

## IV.4. Formes des impulsions

### IV.4.1. Signaux du segment touché

Lors de la détection d'un photon, la paire primaire électron-trou porteuse de l'énergie déposée  $E_\gamma$ , génère un nuage de paires électron-trou dont le nombre est proportionnel à  $E_\gamma$ . Sous l'action du champ électrique, le nuage d'électrons se déplace vers le contact au Li et celui des trous vers le contact au B. Par influence ces nuages génèrent sur leurs électrodes respectives des charges miroirs de polarité opposée dont la charge augmente au fur et à mesure que le nuage de porteurs se rapproche du contact. Ainsi un courant  $i(t) = dQ(t)/dt$  est induit sur chaque électrode. Lorsque le nuage atteint l'électrode, il s'annihile avec ses charges miroirs. Les préamplificateurs peuvent être équipés de deux sorties, une de charge et l'autre de courant. On observera donc, sur la sortie de courant d'un préamplificateur de segment, un fort courant dès détection du photon puis deux chutes successives et abruptes du courant liées aux moments où chacun des nuages de porteurs atteint son électrode respective.

Pour illustrer les formes que prennent les impulsions nous prendrons une diode planaire subdivisée en trois segments. La détection du photon a lieu au centre du pixel central (segment bleu) aux profondeurs A et B (Figure 14). La Figure 15 donne la variation des courants aux deux points de détection A et B (courbes vertes). La forme des signaux de courant est très sensible à la profondeur d'interaction dans le cristal. On voit clairement en Figure 15 les deux chutes de courant mentionnées plus haut. En intégrant les impulsions de courant on obtient les signaux de charge qui présentent une forme et une cassure dans le front de montée fonctions de la profondeur d'interaction (Figure 16).

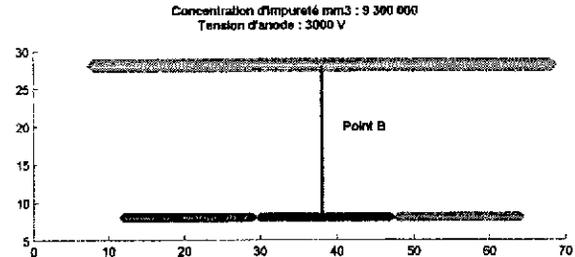
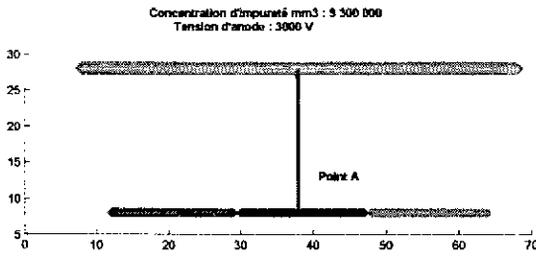


Figure 14 : Coupe transversale d'une diode planaire subdivisée en trois segments. La détection d'un photon de 1 MeV à lieu au centre du pixel central (bleu) à deux profondeurs d'interaction A ( $x = 16$  mm) et B ( $x = 5$  mm)

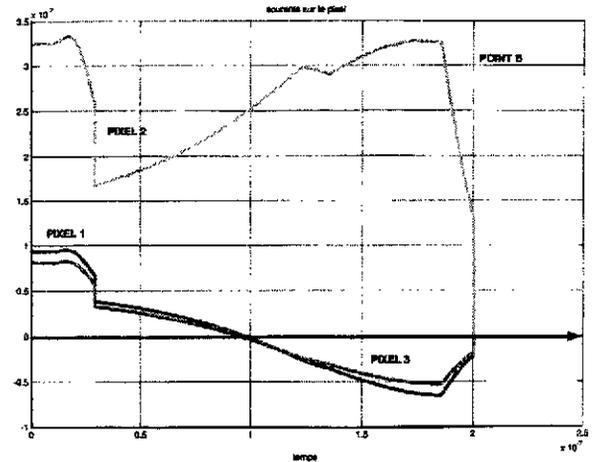
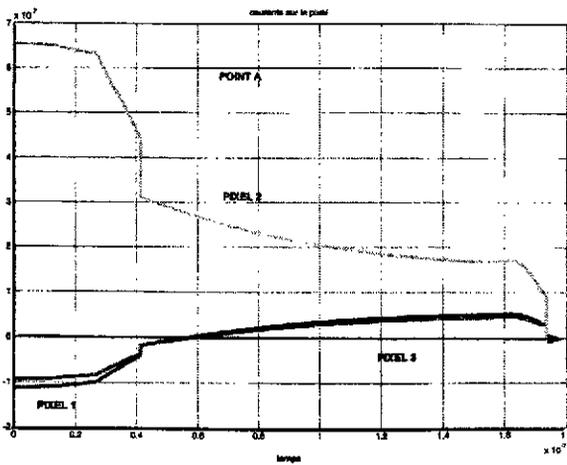


Figure 15 : Détection dans le segment central. Variation du courant sur l'électrode du segment central (courbe verte) en fonction de la profondeur d'interaction A ou B. Les courbes rouge et bleue correspondent aux courants induits dans les segments voisins par la collection des porteurs dans le segment central.

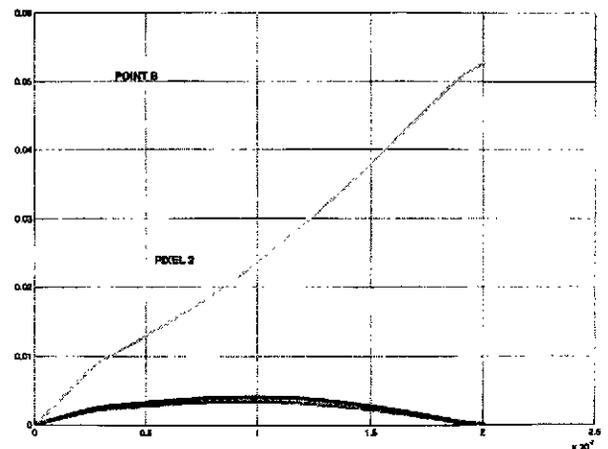
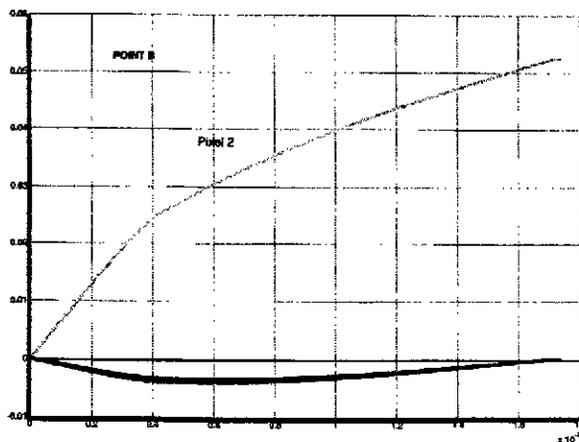


Figure 16 : Détection dans le segment central. Formes des signaux de charge observés sur l'électrode du segment central (courbe verte) en fonction de la profondeur d'interaction A ou B. Les courbes rouge et bleue correspondent aux impulsions de charge induites dans les segments voisins par la collection des porteurs dans le segment central.

L'effet de l'anisotropie du réseau cristallin sur la forme des impulsions dans un cristal coaxial conduit, pour une même longueur de collection des porteurs mais une orientation différente vis-à-vis de l'axe  $\langle 100 \rangle$ , à des différences de temps de collection de  $\sim 15$  ns dans la partie coaxiale et  $\sim 50$  ns dans la partie frontale (Figure 17). L'effet d'anisotropie est significatif et doit être pris en compte pour espérer atteindre une bonne résolution spatiale.

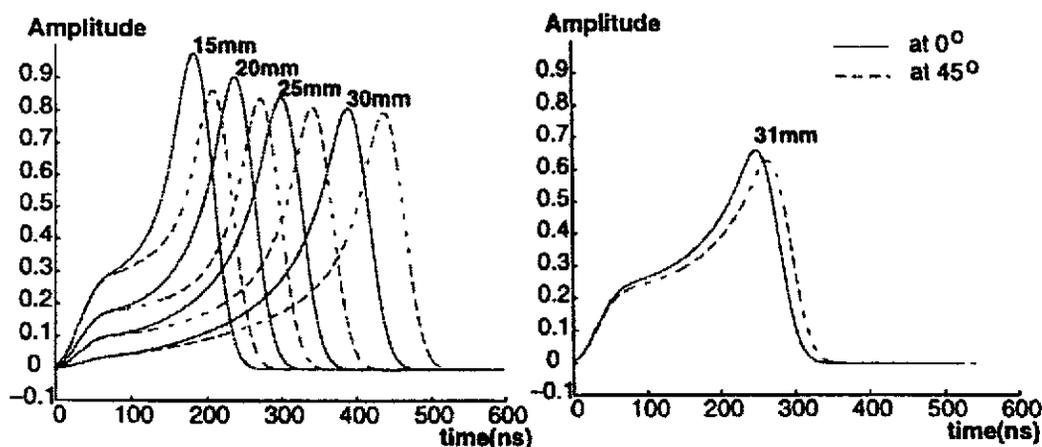


Figure 17 : Impulsions en courant mesurées dans les parties frontale (gauche) et coaxiale (droite) d'un cristal tronç- conique. En traits pleins les impulsions correspondant à une collection selon l'axe  $\langle 100 \rangle$  et en pointillés celles selon l'axe  $\langle 110 \rangle$ . Les impulsions pour différents rayons d'interaction sont montrées.

#### IV.4.2. Signaux des segments voisins

La collection des charges dans le segment touché induit des signaux transitoires dans les segments voisins générés par le déplacement des porteurs au travers des lignes du champ géométrique  $E_g$  du segment voisin considéré. Selon le théorème de Ramo, le courant transitoire  $i_t$  s'écrit :

$$i_t(t) = \frac{-q}{V_o} \nabla \cdot \vec{E}_g(\vec{r}(t)) \cdot \vec{v}(\vec{r}(t)) \quad (10)$$

où le champ géométrique  $E_g$  est calculé en imposant une tension de 1 volt sur le segment voisin d'intérêt et de 0 volt sur tous les autres segments et sur l'anode. La forme de  $E_g$  est complexe dans le cas d'un cristal coaxial (voir Fig. 1 de la Réf. 43) et plus simple pour un cristal planaire (Figure 18).

Aucune charge nette n'étant déposée dans le segment voisin, l'impulsion de charge revient à zéro une fois les porteurs collectés (Figure 16, signaux autour de la ligne de base). Son signe dépend de la profondeur d'interaction, positif si l'interaction a lieu au voisinage de l'anode (point B) et négatif à proximité de la cathode (point A). L'impulsion de courant est bipolaire, positive puis négative au point B ou l'inverse au point A (Figure 15, voir les signaux autour de la ligne de base). L'amplitude des signaux transitoires est d'autant plus grande que l'interaction a lieu à proximité de la surface séparant les segments touché et voisin ( $E_g$  grand). Elle peut atteindre jusqu'à 30% de l'amplitude des signaux du segment touché.

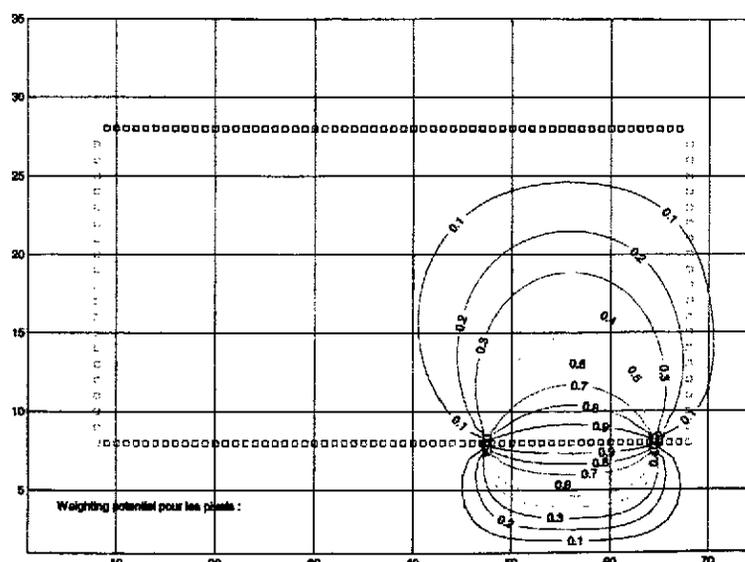


Figure 18 : Coupe transversale d'un cristal planaire segmenté en 3x3. Le potentiel géométrique d'un des segments latéraux s'étend dans le volume du segment central

#### IV.4.3. Analyse de la forme des impulsions

Il découle des paragraphes IV.4.1. et IV.4.2. que l'analyse de la forme des impulsions (AFI) issues du segment touché permettra de déterminer le rayon  $r$  ou la profondeur  $x$  auquel a eu lieu l'interaction, alors que l'AFI issues des segments voisins conduira à déterminer à quelles distances des surfaces délimitant le segment touché a eu lieu l'interaction (positions latérales dans le segment).

Nous avons vu que la forme des impulsions dépend de nombreux paramètres, la densité d'impureté, les dimensions du cristal, la tension de fonctionnement et l'anisotropie du réseau cristallin. Leur analyse est complexe tout particulièrement dans les cristaux coaxiaux pour lesquels ces grandeurs varient dans le volume alors qu'elles sont mieux maîtrisées dans les cristaux planaires.

L'AFI devra être réalisée en ligne pour réduire drastiquement le flux de données. Cette technique nécessite cependant la connaissance de la calibration en énergie de chaque segment au cours du temps, difficulté non encore résolue aujourd'hui. Vu la complexité de ce type d'analyse, les performances que l'on peut en attendre doivent être annoncées avec précaution.

Trois techniques d'analyse sont actuellement envisagées, celles dites :

- de la pente la plus abrupte (steepest slope) [44,32]
- des ondelettes (wavelets) [42]
- des réseaux neuronaux et des algorithmes génétiques [45].

La première technique développée à Manchester et Koeln cherche à déterminer l'instant où apparaît la première chute dans les signaux de courant pour calculer la profondeur d'interaction et compare les amplitudes des signaux transitoires dans les segments voisins pour en extraire les positions latérales. La précision spatiale atteinte jusqu'à présent lors d'analyses hors ligne est de 5 mm à mi-hauteur dans les trois dimensions. D'importantes traînes apparaissent cependant au dixième de hauteur et concernent un grand nombre d'interactions (> 30 %).

La méthode des ondelettes réalise une analyse en fréquence simplifiée des signaux de courant et constitue une matrice de 16 coefficients de Haar répartis dans cinq domaines de fréquence corrélés à huit intervalles de temps. Les performances de cette technique ont été estimées sur la base de formes d'impulsions simulées pour un cristal vraiment coaxial (trou central traversant le cristal),

cylindrique, segmenté en huit secteurs et quatre tranches. Dans cette configuration simplifiée une résolution spatiale inférieure à 2 mm est annoncée pour une interaction individuelle et supérieure à 3 mm lorsque deux interactions ont lieu dans le même segment (50 % des cas). Cette technique prometteuse devra être testée en ligne avec des signaux réels issus d'un détecteur prototype dont la géométrie avoisinera celle, plutôt complexe, retenue pour AGATA (voir section IV.5).

Les réseaux neuronaux et algorithmes génétiques comparent les formes d'impulsion mesurées à des formes d'impulsions types par le biais de paramètres caractéristiques. La reconnaissance des formes nécessite une phase d'apprentissage. L'AFI réalisée sur des impulsions simulées issue d'un cristal coaxial réaliste conduit à une précision spatiale pour une interaction unique comprise entre 3 et 6 mm.

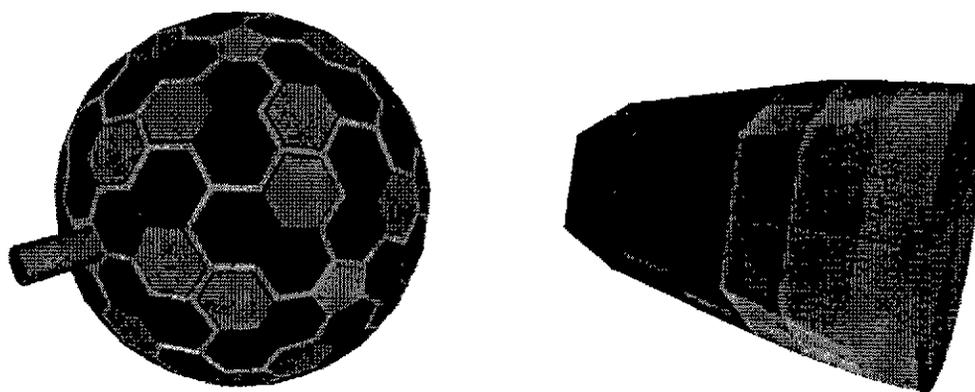
**Après AFI, l'énergie partielle déposée  $e_i$ , le moment  $t_i$  et le lieu  $x_i$ ,  $y_i$  et  $z_i$  de l'interaction seront déterminés pour chaque interaction reconnue par la technique employée. La précision spatiale dépendra de la connaissance de la réponse de chaque cristal qui ne pourra être déterminée précisément que par un scanning à l'aide de sources collimatées de tout le volume de Ge avant utilisation. Une telle opération prend aujourd'hui 6 à 8 semaines.**

## IV.5. Géométries du spectromètre $\gamma$ basé sur le tracking gamma : AGATA

Dans le cadre de la collaboration européenne de R&D (voir section VI), de nombreuses géométries ont été simulées en fonction de paramètres comme la forme des cristaux, le nombre de segments par détecteur, la distance cible-détecteur. Nous présenterons ici les performances des deux géométries actuellement retenues, l'une basée sur l'utilisation de cristaux coaxiaux segmentés et encapsulés et l'autre sur l'empilement de diodes planaires segmentées.

### IV.5.1. Géométrie avec des détecteurs Ge coaxiaux

Le détecteur Ge coaxial est un cylindre avec un trou de 1 cm de diamètre percé au centre et parallèlement à son axe de symétrie jusqu'à 2 cm de la surface frontale (voir Figure 12). Pour les adapter à une géométrie sphérique les cristaux sont biseautés (forme conique) et facettés. La configuration retenue (Figure 19, image de gauche) est constituée de 190 cristaux coaxiaux biseautés dont 180 sont de sections hexagonales irrégulières (trois types d'hexagones représentés en Figure 19 par les trois couleurs rouge, bleu et vert) et 10 de section pentagonale (couleur bleu ciel). Les cristaux hexagonaux sont chacun enchassés dans une fine capsule d'aluminium constituant une enceinte de vide séparé de celui du cryostat. Ils sont regroupés à trois par cryostat (voir délimitations en grisé dans la figure 19). Les 10 cristaux pentagonaux sont montrés seuls dans leur cryostat. Au total, le spectromètre est constitué de 70 cryostats. Le rayon interne de la boule (distance cible-Ge) est de 16,5 cm.



**Figure 19 :** Spectromètre  $\gamma$   $4\pi$  constitué de 190 cristaux coaxiaux (image de gauche). Cristal Ge coaxial hexagonal 36-segments subdivisé en 6 secteurs et 6 tranches (image de droite).

Les cristaux avant découpe ont un diamètre de 8 cm et une longueur de 10 cm. Le contact au B situé à l'extérieur du cristal est segmenté électriquement en 36 ou 30 segments, 6 ou 5 secteurs selon leur forme hexagonale ou pentagonale et en 6 tranches (Figure 19, image de droite). La segmentation en secteurs est réalisée au milieu des surfaces planes du cristal facetté. Le nombre total de segments s'élève à 6780 (ce qui conduit à 6970 voies électroniques puisque l'énergie totale déposée dans chaque cristal est également mesurée sur le contact central au Li).

La technique de tracking est basée sur l'équation de diffusion Compton (section IV.1). La Figure 10 montre que d'excellentes performances pourraient être obtenues par cette méthode si la résolution spatiale était d'environ 0,1 mm. La plus grande perte d'efficacité de détection du spectromètre s'effectue quand la résolution spatiale « a » passe de 0,1 mm et 1 mm. L'efficacité n'évolue plus que lentement quand « a » varie de 1 à 8 mm. Nous avons vu que les techniques d'AFI actuellement à l'étude, appliquées à des cristaux réalistes, ne permettent que difficilement d'atteindre une précision inférieure à 3 mm et nécessitent une analyse complexe en ligne gourmande en calculs temps-réel. **D'une méthode de reconstruction du photon a priori déterministe, nous débouchons donc sur une approche probabiliste du fait des précisions spatiales mises en jeu.**

Ces différents travaux de R&D réalisés dans le cadre de la collaboration européenne ont permis d'établir un cahier des charges pour un spectromètre basé sur le tracking gamma, appelé AGATA [46,47]. Il est proposé dans le cadre du projet d'upgrading de l'accélérateur du GSI Darmstadt avec comme objectif la réalisation de ce multidétecteur aux environs de 2007. Dans ce projet l'appareillage est basé sur la géométrie coaxiale car cette technologie est actuellement la plus avancée. Le spectromètre sera utilisé par campagnes de mesures et voyagera sur d'autres sites d'accueil qui en feraient la demande, qu'ils produisent des faisceaux radioactifs (le GANIL par exemple) ou des faisceaux stables (future machine à haute intensité).

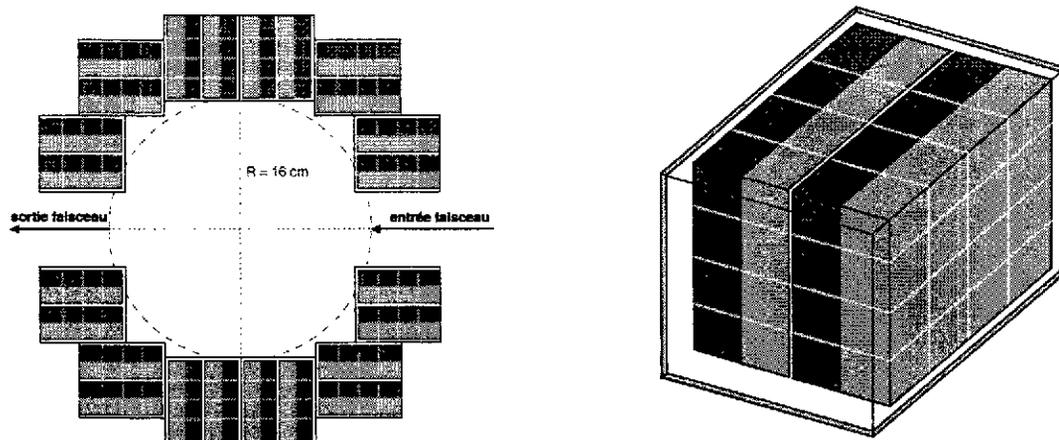
### *III.5.2. Géométrie avec des détecteurs planaires*

Récemment, l'idée de développer une technique de tracking résolument probabiliste a été imaginée à l'IReS dans le but d'éviter autant que possible une analyse complexe des formes d'impulsions en ligne et de simplifier la méthode de reconstruction du rayonnement  $\gamma$ . **Elle s'appuie sur un pavage du volume de Ge par des segments identiques de forme quasi-cubique.** La géométrie de cristal se prêtant le mieux à une telle segmentation est la forme planaire. Les détecteurs planaires individuels n'atteignent pas le volume d'un détecteur coaxial puisque leur épaisseur ne peut guère dépasser 2 cm. Par contre ils peuvent facilement être groupés pour constituer des empilements de détecteurs. Ainsi le détecteur basique de la géométrie retenue est constitué d'un empilement de 4 diodes planaires parallélépipédiques ayant chacune les dimensions suivantes : 10 cm x 7,5 cm, épaisseur de 2 cm (Figure 20, image de droite). Les performances ont été calculées pour un spectromètre qui aura pratiquement la forme d'un cube constitué de 72 détecteurs (Figure 20, image de gauche) avec un rayon interne moyen de 16 cm [38,48].

Chaque diode planaire est segmentée en 16 segments (4 x 4), ce qui fait que chaque ensemble de 4 diodes planaires en comprendra 64 de taille et géométrie identiques. Au total le spectromètre comprendra donc 4608 segments (72 x 64), soit 4752 voies électroniques (en incluant une sortie énergie totale par paire de cristaux). Dans la géométrie planaire les cristaux ne sont pas biseautés. Ainsi les segments ont tous la même forme simple, quasi-cubique ( $2,5 \times 1,8 \times 2 \text{ cm}^3$ ).

La méthode de reconstruction est basée, à l'instar des détecteurs de physique des hautes énergies, sur une réponse « segment touché oui ou non » avec mesure de l'énergie  $e_i$  déposée. Les segments touchés sont regroupés en amas sur des critères de proximité, une taille maximale de l'amas étant imposée. Selon la tranche d'énergie dans laquelle est comprise l'énergie somme  $E_\Sigma$  de l'amas, les critères de reconstitution du photon varient. Le premier segment touché est déterminé sur un critère d'énergie (segment où, dépendamment de la valeur de  $E_\Sigma$ , soit la plus grande, soit la plus petite énergie  $e_i$  de l'amas est déposée). Le rapport entre l'énergie diffusée et celle déposée dans le premier

segment touché permet de détecter si l'amas est incomplet ou contient des segments touchés par un autre photon. La sélection d'événements typiquement photopics dans le plan (énergie diffusée/  $E_{\Sigma}$ ) - (angle de diffusion) permet d'améliorer le rapport Pic-sur-Total. Une sélection sur un critère lié au positionnement relatif des segments touchés en fonction de  $e_i$  et du nombre  $N$  de segments dans l'amas est également appliquée. **Les performances d'efficacité de détection et de rapport Pic-sur-Total sont assurées par cette méthode sans analyse des formes d'impulsions.**



**Figure 20 :** Spectromètre de 72 détecteurs « empilements de 4 diodes planaires » (image de gauche).  
Empilement de 4 diodes planaires subdivisées chacune en 16 segments (image de droite)

Pour réaliser la correction de l'élargissement Doppler, il est cependant nécessaire de déterminer, pour le premier segment touché, la profondeur dans l'épaisseur du cristal à laquelle a eu lieu l'interaction. Ceci est réalisé en mesurant la différence de temps de parcours des porteurs électrons et trous entre le point d'interaction et l'anode d'une part et la cathode segmentée d'autre part. Le champ électrique étant plus uniforme dans un cristal planaire que dans un coaxial, les fronts de montée des signaux présentent moins de dispersions et cette mesure est facilitée. **L'analyse de la forme d'impulsion réalisée en ligne est donc remplacée par la simple mesure d'une différence de temps.**

L'étude de la faisabilité d'un détecteur  $4\pi$  à base de diodes planaires suppose cependant la validation à moyen terme des nouvelles techniques permettant 1) de limiter l'épaisseur des zones mortes et 2) de développer des contacts actifs peu épais et de grande surface.

Un prototype est actuellement disponible. Il est constitué de deux diodes planaires de petite taille ( $6 \times 6 \text{ cm}^2$ , épaisseur 2cm) segmentées l'une en  $4 \times 4$  et l'autre en  $3 \times 3$ . Les résolutions en énergie mesurées des segments sont excellentes (1,76 keV à 1332 keV et 840 eV à 122 keV en moyenne pour une constante de temps d'intégration de 4  $\mu\text{s}$ ). Il servira à tester le principe de reconstruction avec ou sans analyse de formes d'impulsions. Des tests réalisés sur la mesure de la différence de temps de collection des porteurs électrons et trous a permis de déterminer que la résolution spatiale pourra être inférieure ou égale à 2 mm dans le cas où une seule interaction a lieu par segment (Figure 21).

On peut signaler que ces diodes planaires très segmentées suscitent également un grand intérêt pour des applications aussi bien en astrophysique spatiale (facilité d'empilements de détecteurs), en médecine nucléaire (imagerie à faible dose) qu'en imagerie industrielle (décontamination, environnement, ..).

## IV.6. Performances des spectromètres basés sur le tracking gamma

Utilisant les techniques de reconstruction présentées plus haut, nous allons comparer les performances des spectromètres basés sur le tracking gamma à celles des multidétecteurs actuels. Nous indiquons d'abord dans le Tableau 2 les principales caractéristiques géométriques des différents types de spectromètre considérés. La géométrie "sphère 4 $\pi$ " reportée au début de ce tableau est celle d'une sphère de Ge "idéale" couvrant totalement 4 $\pi$  stéradians donc sans interstices et sans matériel provenant des enveloppes d'aluminium des ensembles de détecteurs.

	Distance cible - Ge (cm)	Poids Ge (kg)	Nombre de cryostats (cristaux)	Nb de segments
Sphère 4 $\pi$ idéale	15	233	1	1
Sphère coaxiaux	16,5	225	70 (190)	6790
Cube planaires	15-17	230	72 (288)	4608
EUROBALL	26,5-43,5	210	71 (239)	239
EXOGRAM	11,4 ou 14,7		16 (64)	256

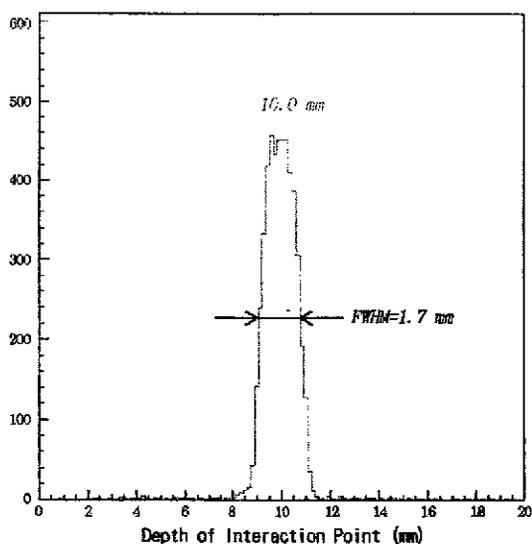
**Tableau 2 :** Comparaison des caractéristiques géométriques des différents spectromètres

Le Tableau 3 démontre que l'amélioration des performances des spectromètres basés sur la technique du tracking gamma présentent un saut quantitatif important à la fois pour l'efficacité de détection et pour la largeur des raies gamma. La réduction de cette dernière est particulièrement spectaculaire pour les grandes valeurs de  $v/c$  attendues dans de nombreuses expériences avec des faisceaux radioactifs. Ainsi pour une énergie de 1 MeV et une vitesse de recul de 50% de celle de la lumière (valeur prévue pour certaines expériences au GSI Darmstadt) la largeur des pics  $\gamma$  pourra être réduite d'environ un facteur 10. Ce gain en pouvoir de résolution s'accompagne d'un gain en efficacité de détection très important, même pour des **multiplicités peu élevées** prévues dans certaines études avec les faisceaux radioactifs (excitation coulombienne par exemple). Ainsi pour un ordre de coïncidence  $n=2$  on escompte **un gain en limite de détection de 1 ou 2 ordres de grandeur** par rapport à la génération des détecteurs comme EXOGAM et MINIBALL, suivant le type d'expérience.

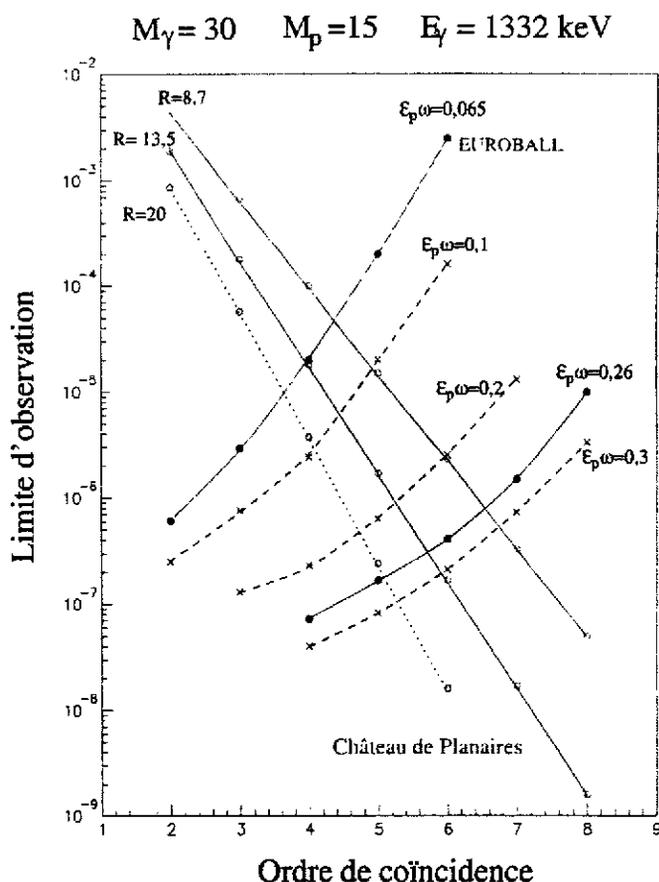
	$\epsilon_p \omega$		P/T (%)		$\Delta E_\gamma$ (keV)	
	$M_\gamma = 1$	$M_\gamma = 30$	$M_\gamma = 1$	$M_\gamma = 30$	$v/c = 2 \%$	$v/c = 50 \%$
Sphère 4 $\pi$ idéale	65	36	85	60	2,5	2,5
Sphère coaxiaux	40	21	55	45	2,6	8
Cube planaires	42	22	54	37	2,6	8
EUROBALL	9,4	6,5	50	37	3,1	69
EXOGRAM	20	-	47	-	3,3	85

**Tableau 3 :** Comparaison des performances de différents types de spectromètres. Les deux premières colonnes donnent l'efficacité de détection  $\epsilon_p \omega$  ( $\times 100$ ) et le rapport Pic-sur-Total P/T à faible et grande multiplicité gamma. Les valeurs de résolution en énergie ( $\Delta E_\gamma$ ) ont été calculées pour des vitesses de recul extrêmes et pour un rayonnement d'énergie 1 MeV.

Pour les études à haut moment angulaire l'amélioration de l'efficacité de détection et du pouvoir de résolution conduiront à un abaissement de la limite d'observation, pour  $M_\gamma = 30$ , de plus de deux ordres de grandeur avec le nouveau spectromètre ( $\sim 6 \cdot 10^{-7}$ ) par rapport à EUROBALL ( $\sim 10^{-4}$ ), avec un ordre de coïncidence optimal passant de  $n=4$  à  $n=6$  (Figure 22). Ce gain devrait atteindre trois ordres de grandeur pour la recherche de l'hyperdéformation des noyaux ( $M_\gamma = 40$ ).



**Figure 21 :** Précision sur la profondeur d'interaction  $x$  mesurée au milieu du cristal ( $x = 10$  mm) une fois les effets de dispersion dus aux collimateurs soustraits. La taille du spot  $\gamma$  est liée au diamètre de l'orifice du collimateur ( $\phi = 1$  mm), ce qui indique que la réelle sensibilité sur la profondeur est probablement encore meilleure.



**Figure 22 :** Limite d'observation calculée pour EUROBALL (courbes rouges) et pour la géométrie planaire de AGATA (courbes bleues). Un gain substantiel d'environ 200 est attendu pour une cascade de 30  $\gamma$  de 1332 keV, une vitesse de recul de 2 % et pour un ensemble de 15 énergies sélectionnant la structure d'intérêt.

## V. DEVELOPPEMENTS EN COURS

Pour un projet aussi ambitieux que celui de AGATA, un travail de R&D est nécessaire dans tous les domaines technologiques, les détecteurs Ge, la mécanique, l'électronique frontale, le système d'acquisition, le stockage des données et l'analyse des données. Les techniques d'analyse des formes d'impulsions et de reconstruction du parcours du rayonnement  $\gamma$  dans le Ge seront appliquées pour la première fois dans le domaine de la spectroscopie gamma et requièrent un effort de R&D particulier. Elles ont été décrites dans le chapitre précédent. Nous nous concentrerons donc surtout sur les développements en cours pour les détecteurs Ge et l'électronique frontale.

### V.1. Détecteurs Ge

Les développements sur les détecteurs coaxiaux et planaires sont réalisés en parallèle, l'Allemagne (Koeln) étant maître d'œuvre des premiers et la France (Strasbourg) des seconds.

#### V.1.1. Détecteurs coaxiaux

Le R&D porte essentiellement sur la réalisation d'une capsule 36-fold et d'un nouveau cryostat. La capsule contiendra un cristal de grande taille ( $\varnothing = 8$  cm,  $L = 10$  cm) segmenté en 36. Une étude sur la résistance mécanique de la capsule sera entreprise de façon à minimiser l'épaisseur de ses parois tout en assurant une rigidité suffisante. Il s'agira également de collecter les 37 signaux (36 segments + énergie totale) vers l'arrière de la capsule, sans diaphonie, et de les transmettre à l'extérieur au travers de passages sous vide (problème de miniaturisation). Ces derniers devront résister aux effets de dilatation lors des recuits à  $\sim 100^\circ$  C pour réparation des défauts générés par les neutrons et rester étanche dans le temps.

Le cryostat de type triple-cluster, similaire à celui de MINIBALL, contiendra 111 préamplificateurs ainsi que l'électronique d'échantillonnage avancée (voir section V.2.) qui suppose une très forte miniaturisation des circuits avec tous les problèmes de diaphonie et de refroidissement qui sont corrélés.

La durée de ce travail est estimée à 2 ans minimum.

#### V.1.2. Détecteurs planaires

Les développements consisteront à réduire les zones mortes des cristaux planaires et à compenser les effets de bords qui modifient le champ électrique le long de la surface passivée.

Le contact au Li épais de 0,5 mm sera remplacé par un contact mince de l'ordre du micromètre. La société EURISYS Mesures maîtrise cette technologie pour des surfaces disques de  $\sim 40$  cm<sup>2</sup> qui devra être étendue à des surfaces rectangulaires de  $\sim 80$  cm<sup>2</sup>. Il s'agira également de diminuer substantiellement l'épaisseur de quelques mm de l'anneau de garde réalisé sur le contact segmenté au B. Son existence était rendue nécessaire par des effets de distorsion du champ électrique le long de la surface passivée. Des calculs de simulation réalisés à l'IREs ont permis de reproduire les effets observés et d'identifier une technique de redressement des champs. Elle sera testée sur un nouveau prototype.

L'ensemble de ces améliorations ainsi que le développement d'un nouveau cryostat compatible avec la géométrie très compacte du multidétecteur (Figure 20) seront réalisés en un laps de temps de 2 à 3 années.

**Un choix entre les deux technologies, coaxiale et planaire, sera réalisé d'ici 3 ans environ.**

## V.2. Electronique frontale

Les développements entrepris dans ce domaine sont particulièrement ambitieux puisqu'il s'agit de gérer 4600 à 7000 voies électroniques de très faible bruit (quelques pour dix mille), de très grande stabilité ( $\sim 10^{-4}$  sur une semaine) et de grande dynamique (codeurs 13 à 14 bits effectifs). Cette électronique analogue/digitale devra être hautement miniaturisée (problèmes d'espace) et devra répondre aux problèmes cruciaux de puissance de calcul en ligne, de puissance de refroidissement et de flux de données. Le système de déclenchement fonctionnera en mode « Temps Universel ». Les préamplificateurs devront être miniaturisés et optimisés pour le traitement numérique réalisé par les cartes frontales.

Actuellement l'électronique disponible pour tester les détecteurs possède un grand nombre de voies analogiques ou quelques unités avec échantillonnage. Aucune ne permet aujourd'hui de réaliser l'analyse des formes d'impulsions en ligne.

La collaboration AGATA envisage donc de réaliser ce R&D. Consciente de la difficulté de la tâche, trois options ont d'emblée été proposées [46] :

- Option A : l'énergie, le temps et l'ensemble du traitement des signaux du segment touché et des segments voisins est réalisé en ligne dans l'électronique « embarquée » (dans le cryostat)
- Option B : seule l'énergie et le temps sont calculés dans le cryostat, les fronts de montée des signaux étant transférés par fibre optique vers un centre de calcul par cristal pour déterminer le point d'interaction
- Option C : les signaux analogiques sont transférés par câbles coaxiaux vers une électronique déportée.

Elles sont représentées schématiquement en Figure 23.

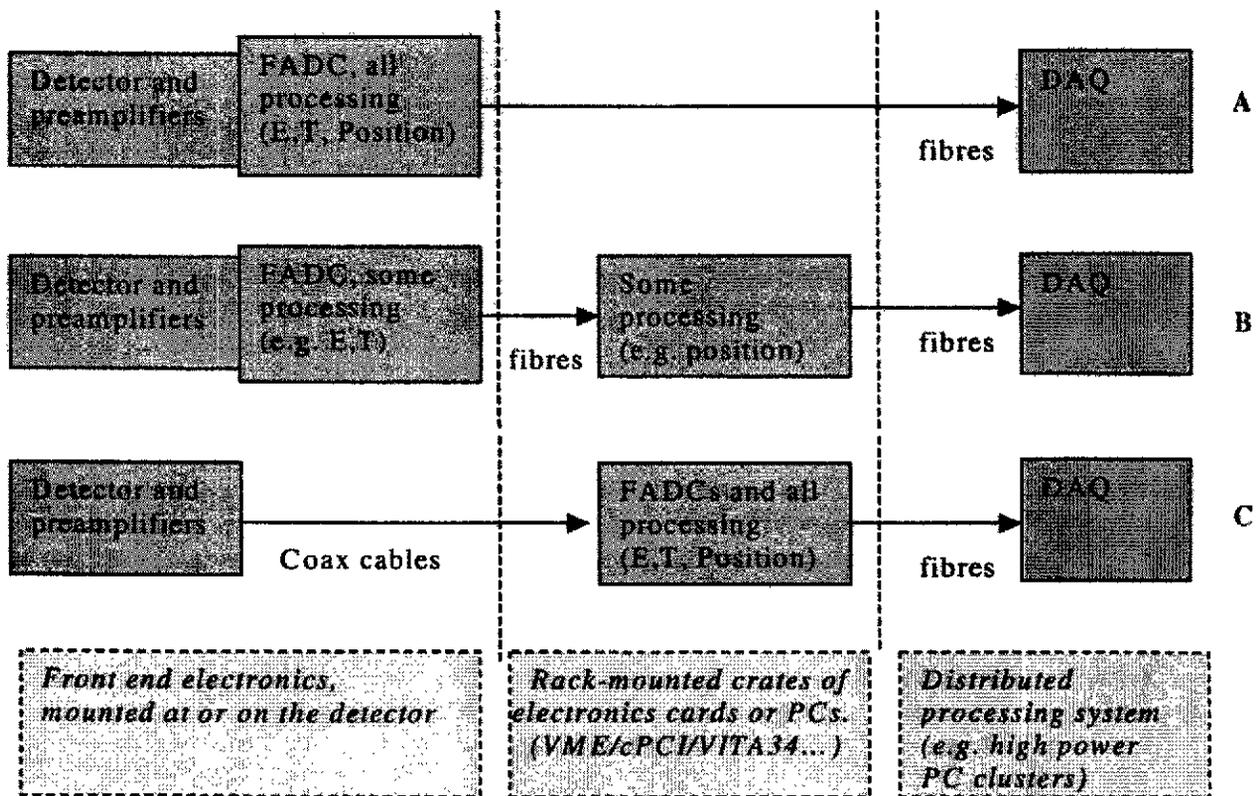


Figure 23 : Les trois options A, B et C d'architecture de l'électronique numérique retenues pour AGATA.

En France, nous avons choisi de développer dans un premier temps une électronique de type Option C pour permettre la réalisation de tests extensifs des premiers prototypes de détecteurs Ge multiségmentés et l'étude des formes d'impulsions [2]. Cette électronique est basée sur la carte VXI « position » (GOCCE-SPACE) de EXOGAM qui est en cours de réalisation. Elle gère 20 voies indépendantes avec deux acquisitions, une analogique implantée sur la carte mère et l'autre numérique. Les voies digitales sont traitées sur quatre cartes filles de 5 voies chacune. Chaque carte fille est composée de 5 Flash ADC de 100 MHz de fréquence d'échantillonnage et de 12 bits de résolution. Les données des 5 ADC sont envoyées vers un FPGA Xilinx de type Virtex-E et sont stockées dans une mémoire circulaire. Une carte mère prototype devrait être disponible pour test d'ici fin 2002 et le prototype de la carte fille digitale d'ici l'automne 2003.

Deux questions fondamentales devront également trouver réponse au cours de cette phase de R&D :

- Comment calibrer en énergie les différentes voies électroniques avec des segments d'aussi faible efficacité de détection de pleine énergie ?
- Comment vérifier leur stabilité dans le temps ?

### **V.3. Système d'acquisition**

Dans l'Option A, le système d'acquisition consiste en un « Event Builder » qui collecte des informations provenant de l'électronique frontale, un histogrammeur qui génère des spectres, une CPU pour des traitements partiels en ligne et un système de stockage des données.

Dans l'Option B, une ferme de PC est chargée de réaliser en lignes l'analyse des formes d'impulsions et de corrélérer les signaux issus d'un segment touché et ceux issus des segments voisins. Un PC par cristal coaxial ou un par paire de cristaux planaires sera utilisé. Le système d'acquisition en aval de la ferme de PC sera semblable à celui de l'Option A.

L'Option C peut correspondre à une électronique et un système d'acquisition déportés de type Option A ou Option B.

**Dans ce domaine de R&D tout reste à faire, électronique et logiciels.**

### **V.4. Algorithmes nouveaux**

Les logiciels d'analyse de formes d'impulsions développés sur la base de simulations devront être testés hors ligne avec les données échantillonnées produites par la carte GOCCE-SPACE, puis validés en ligne. Les tests les plus contraignants ne pourront être effectués que sur le prototype Ge finalement retenu pour AGATA. Les effets des dommages dus aux neutrons sur les formes d'impulsions devront également être étudiés.

Les algorithmes de reconstruction de photon devront être validés hors ligne lors des tests du premier groupement de cristaux multiségmentés (1 à 3 triple-clusters ou 1 empilement de diodes planaires). Le traitement de reconstruction en ligne n'est envisagé que pour permettre le suivi de l'expérience en cours.

L'étude des logiciels d'analyse de données, bien que dans une phase très préliminaire, a déjà été engagée.

## **VI. COLLABORATIONS NATIONALE ET INTERNATIONALE**

### **VI.1. R&D Tracking gamma et TMR associé**

Le présent programme de R&D a été initié en 1996 dans le cadre d'une collaboration européenne qui regroupe l'Allemagne, le Danemark, la France, l'Italie, le Royaume Uni et la Suède.

A partir de 1997 il fut soutenu par un contrat européen dans le cadre du programme TMR qui pris fin en novembre 2001. Les activités étaient coordonnées par R. Lieder (Jülich), responsable du TMR, entouré d'un Comité Scientifique comprenant les Coordonnateurs des laboratoires participants au TMR et les responsables des groupes de travail. Ces derniers étaient au nombre de cinq :

- Calculs de simulations (D. Bazzacco – Padoue)
- Développements de détecteurs Ge (G. Duchêne – Strasbourg)
- Analyse de forme d'impulsions (W. Gast – Jülich)
- Electronique et acquisition de données (J. Nyberg – Uppsala)
- Analyse de données (G. Smith – Manchester)

Outre les réunions de travail, un workshop général annuel et des workshops spécialisés sur des questions particulières (par exemple l'analyse des données) étaient organisés.

### **VI.2. Collaboration nationale**

Au début de l'année 2000 le directeur scientifique de l'IN2P3 a souhaité élargir l'implication française dans le TMR au-delà de l'IReS. Pour cela il a chargé F.A.Beck de mettre en place une collaboration entre les différents laboratoires susceptibles d'être concernés par ce R&D dont la responsabilité nationale incombe aujourd'hui à G. Duchêne. La collaboration concerne trois autres laboratoires de l'IN2P3 (IPN Lyon, CSNSM Orsay et IPN Orsay), le GANIL et le CEA-DAPNIA. Ces laboratoires participent activement aux quatre groupes de travail créés :

- Motivations physiques (A. Korichi – CSNSM Orsay)
- Détecteurs et simulations (G. Duchêne – IReS Strasbourg)
- Electronique (C. Bourgeois et N. Karkour – IPN et CSNSM Orsay)
- Analyse de données (O. Stezowski – IPN Lyon)

en osmose avec les activités en cours au sein du TMR. En fait la contribution française est coordonnée tout en laissant une implication directe des chercheurs français dans les groupes de travail européens.

### **VI.3. R&D tracking gamma 2002-2005**

Les avancées du R&D conduisent la collaboration européenne à poursuivre et intensifier celle-ci avec comme objectif de finaliser ces travaux en 2005.

La collaboration européenne AGATA qui s'est élargie depuis le TMR, rédige actuellement un MOU (Memorandum of Understanding) qui devrait être signé courant 2002. Cet accord définira les objectifs et échéances de la collaboration, sa structure et son fonctionnement ainsi que la répartition des tâches entre les partenaires. 38 laboratoires de 9 pays (Allemagne, Bulgarie, Danemark, Finlande, France, Italie, Pologne, Royaume-Uni et Suède) sont concernés par cet accord. La participation française y est conséquente avec trois instituts, l'IN2P3 (coordinateur G.Duchêne), le GANIL (coordinateur G. de France) et le CEA-DAPNIA (coordinateur W.Korten) et six laboratoires impliqués.

Le Tableau 4 décrit succinctement les échéances principales du calendrier du R&D.

	<b>Tâches</b>	<b>Echéance fin</b>
<b>Ge</b>	Détecteur coaxial encapsulé 36-segments	2004
	Empilement de diodes planaires	2004
	Tests de modules de tracking	2006
<b>Electronique</b>	Préamplificateur miniaturisé	2003
	Module d'électronique numérique	2004
	Carte d'électronique numérique finale	2005
<b>Système d'acquisition</b>	Logiciels d'analyse de formes d'impulsions	2006
	Logiciels, merger, trigger, stockage	2006
<b>Analyse de données</b>	Programmes d'analyse	2007

**Tableau 4** : Principales échéances du calendrier de R&D

En 2007, un ensemble de détecteurs couvrant un angle solide de  $1\pi$  sr sera construit et disponible pour les premières expériences de physique. Son efficacité de détection avoisinera celle de EUROBALL mais son pouvoir de résolution lui sera bien supérieur. L'appareillage sera ensuite progressivement complété pour atteindre sa pleine puissance courant 2009.

## VII. CONCLUSIONS

Un nouveau spectromètre  $\gamma$  au germanium (Ge) AGATA (Advanced Gamma Tracking Array), est à l'étude en Europe. Il est basé sur un concept nouveau : la reconstruction du parcours des rayonnements  $\gamma$  dans le Ge ou tracking  $\gamma$ . Ses performances inégalées ouvrent des perspectives entièrement nouvelles pour l'étude de la structure de la matière nucléaire dans tous ses degrés de liberté, moment angulaire, isospin, numéro atomique et température.

Les technologies disponibles actuellement ne permettent pas d'assurer le fonctionnement d'un tel équipement. Aussi un fantastique effort de R&D a été entrepris à l'échelle européenne depuis quatre ans et sera poursuivi au cours des quatre années à venir. Il touche tous les domaines, multisegmentation des détecteurs Ge, miniaturisation des préamplificateurs (PA), connectique, électronique numérique, traitement en ligne de l'analyse des formes d'impulsions issues des PA, fonctionnement en mode « Temps Universel », reconstitution des événements, stockage des données, logiciels de reconstruction des photons et d'analyse des données.

Un choix entre deux géométries possibles de AGATA, l'une basée sur les détecteurs Ge coaxiaux et l'autre sur les détecteurs Ge planaires, sera réalisé en 2005 sur la base des performances et de la fiabilité des détecteurs et de l'électronique associée. Les premières mesures physique auront lieu à partir de 2007 avec une montée en puissance progressive de l'appareillage jusqu'en 2009.

## REFERENCES

- [1] A. Korichi et al., <http://www-csns.in2p3.fr/groupe/strucnuc/superdef.htm>
- [2] G. Duchêne et G. de France, « Etats extrêmes de la matière nucléaire en isospin et moment angulaire : programme de R&D Tracking  $\gamma$  », Conseil Scientifique de l'IN2P3, 21 juin 2001, [gilbert.duchene@ires.in2p3.fr](mailto:gilbert.duchene@ires.in2p3.fr)  
G. Duchêne, « Etats extrêmes de la matière nucléaire en isospin et moment angulaire : programme de R&D Tracking  $\gamma$  », Conseil Scientifique de l'IN2P3, 9 novembre 2001
- [3] J. Dudek et al., Phys. Lett. **B211** (1988) 252
- [4] G. Royer et F. Haddad, Phys. Rev. **C47** (1993) 1302
- [5] S. Cwiok et al., Phys. Lett. **B322** (1994) 304
- [6] J.F. Berger et al., Nucl. Phys. **A502** (1989) 85c
- [7] J.F. Berger et al., Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 30
- [8] J. Dudek, communication privée
- [9] K.A. Erb et D.A. Bromley, Treatise on Heavy Ion Science, (Plenum, New York, 1985), Vol.3 (1985) 201
- [10] C. Beck et al., Phys. Rev. **C63** (2001) 014607
- [11] K. Ikeda, N. Takigawa et H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. (Jap.), Suppl. Extra Number (1968) 464
- [12] W. Von Oertzen, Eur. Phys. Journal **A11** (2001) 403
- [13] K. Pomorski, communication privée
- [14] T. Aumann et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 35
- [15] A. Navin et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5089
- [16] V. Guimaraes et al., Phys. Rev. **C61** (2000) 064609
- [17] J. Dobaczewski et al., Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 981
- [18] F. Azaiez, Proc. of ENPE Conf. (1999) 171
- [19] A. Goodman, Phys. Rev. **C60** (2000) 014311 et papiers référencés  
A. Goodman, Phys. Rev. **C58** (1998) R 3051
- [20] J. Terasaki et al., Phys. Lett. **B437** (1998)1
- [21] W. Satula et R. Wyss, Phys. Lett. **B393** (1997) 1
- [22] R. Wyss, Los Alamos Preprint Nucl-th/9912007 (1999)
- [23] E.S. Paul et al., Phys. Rev. **C51** (1995) 78

- [24] D. Rudolph et al., Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3018
- [25] P. Reiter et al., Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 509
- [26] M. Leino et al., Eur. Phys. Journal **A6** (1999) 63
- [27] P. Reiter et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3542
- [28] J. L. Egido et L.M. Robledo, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 1198
- [29] J. Gerl et R.M. Lieder (Eds.), EUROBALL III, European  $\gamma$ -ray facility, GSI Darmstadt, 1992
- [30] I.Y. Lee, Nucl. Phys. **A520** (1990) 641c
- [31] F. Azaiez et W. Korten, Nucl. Phys. News, **Vol.7**, N° 4 (1997)
- [32] J. Eberth et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **46** (2001) 389
- [33] C.W. Beausang et al., Nucl. Instr. and Meth. **A313** (1992) 37
- [34] G. Duchêne et al., Workshop on Large Gamma-ray Detector Array, Chalk River, Canada, AECL 10613, 1992, p. 359 et p. 364
- [35] P. Jones et al., Nucl. Instr. and Meth. **A362** (1995) 556
- [36] G. Duchêne et al., Nucl. Instr. and Meth. **A432** (1999) 90
- [37] J. Eberth et al., Nucl. Instr. and Meth. **A369** (1996) 135
- [38] E. Pachoud, Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg (2000), IReS 00-12, n° 3567
- [39] GEANT 3, Detector Description and Simulation Tool (CERN, Geneva, 1993)
- [40] G.F. Knoll, Radiation detection and measurement, John WILEY & SONS, New York, 1989, p. 391
- [41] L. Mihailescu et al., Nucl. Instr. And Meth. **A447** (2000) 350
- [42] L. Mihailescu, PhD Thesis, Forschungszentrum Juelich (2001), Jul-3871
- [43] E. Gatti et al., IEEE Nucl. Sci. Symposium, Seattle, USA, octobre 23-30, 1999
- [44] L. Palafox Gamir, PhD Thesis, Manchester University (1997)
- [45] T. Kroell et al., LNL Ann. Rep. 1999, 2000, 2001
- [46] J. Gerl et W. Korten (Eds.), AGATA, Technical proposal for an Advanced Gamma Tracking Array for the European gamma spectroscopy community, GSI Darmstadt, 2001
- [47] R.M. Lieder et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **46** (2001) 399  
R.M. Lieder et al., Nucl. Phys. **A682** (2001) 279c
- [48] I. Piqueras Pacheco, Thèse de l'Université Complutense de Madrid (2002), en cours de rédaction