

REPUBLIQUE ALGERIENNE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENNE

FACULTE DE PHYSIQUE



THESE

Présentée pour l'obtention du grade de DOCTORAT

En : PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par : BENOUARET Nadia - eps BENFERHAT

Thème

Etude des états du noyau ^{89}Y par résonance
nucléaire (γ, γ')

Soutenue publiquement, le 07/ 06 / 2010, devant le jury composé de

M. M. DJEBARA	Professeur,	à l'U.S.T.H.B	Président
M. N. BENDJABALLAH	Professeur,	à l'U.S.T.H.B	Directeur de thèse
M. R. SCHWENGNER	Directeur de Recherche,	au C.R-Rossendorf (Dresde-Allemagne)	Co-directeur
M. D. MEDJADI	Professeur,	à l'ENS /Kouba	Examineur
M. C. BENCHOUK	Maître de Conférences/A,	à l'U.S.T.H.B	Examineur
M. F. STRIEDER	Maître de Conférences,	à l' U.Ruhr (Bochum-Allemagne)	Examineur
Mme. Z. MELIANI	Professeur,	à l' U.S.T.H.B	Invitée

Remerciements

Au terme de ce travail de recherche, je voudrais tout d'abord exprimer toute ma gratitude au groupe de recherche de physique nucléaire de Rossendorf (Allemagne) qui m'a si bien accueillie et plus particulièrement à Monsieur R.Schwengner qui m'a donné l'opportunité de travailler dans son groupe et qui a dirigé ce travail. Ses qualités scientifiques et humaines m'ont été d'un grand apport. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a témoignée.

Grâce aux expériences réalisées à l'accélérateur supraconducteur ELBE, j'ai eu le bonheur d'étendre mes connaissances au nouveau mode de vibration du noyau "mode Pygmy " !

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur G.Rusev avec qui j'ai eu le plaisir de travailler, plusieurs de ses idées en particulier celles relatives au développement de la méthode statistique pour le dépouillement des spectres dans la région du continuum ont été utilisées dans ce travail.

La partie théorique de cette thèse doit beaucoup à Monsieur F.Dönau, je le remercie pour sa grande patience face à mes trop nombreuses questions qui ressemblaient à une histoire sans fin.

Je n'oublierai pas de remercier Monsieur N.Bendjaballah pour son soutien et ses encouragements permanents qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

Monsieur M.DJebara m'a fait l'honneur de présider le jury de ma thèse et a accordé un grand intérêt à mon travail. Je lui en ai très reconnaissante.

J'ai bénéficié des commentaires et critiques de Monsieur C.Benchouk (USTHB), Monsieur D. Medjadi (ENS Kouba) ainsi que celles de Monsieur F.Strieder de l'Université de Bochum. Je les remercie vivement d'avoir examiné ce travail.

Ma famille (parents, frère, sœurs, époux) a joué un grand rôle dans ma carrière, elle ne s'est jamais lassée de m'encourager et de me soutenir jusqu'aux derniers instants de l'écriture de ces derniers mots, cette thèse est donc aussi la leur.

Table des matières

Introduction

1. Aperçu sur les travaux antérieurs des excitations dipolaires	1
1.1 Excitations dipolaires magnétiques.....	1
1.2 Excitations dipolaires électriques.....	7
1.2.1 Noyaux déformés.....	7
1.2.2 Noyaux sphériques.....	8
1.2.2.1 Noyaux sphériques pair-pair.....	8
1.2.2.2 Noyaux sphériques impairs.....	11
1.3 Exploration des excitations dipolaires dans la région de l'énergie de séparation neutron – Mode Pygmy	12
1.4 Noyau impair ^{89}Y (N=50)	16
 2.Noyaux Sphériques dans le Modèle d'Approximation des Phases Aléatoires (RPA).....	21
2.1. Formalisme de la RPA	23
2.2. Excitations quasi-particule RPA ou QRPA.....	28
2.2.1 Notion de quasi-particules	28
2.2.2 Modèle de la QRPA-Energie d'excitation des états vibrationnels de basse énergie des noyaux sphériques.....	31
2.2.3 Modèle de la QRPA-Cas général d'interaction multipole-multipole.....	36
2.2.3.a-Equations QRPA : cas des noyaux pair.....	38
2.2.3.b-Equations QRPA : cas des noyaux impairs.....	40
2.2.3.c Transitions QRPA.....	41

3. Résonance de fluorescence nucléaire. Formalisme.....	43
3.1 Sections efficaces de diffusion, largeur de transitions et Probabilités de transitions réduites.....	44
3.2 Distributions angulaires et détermination des spins.....	48
3.2.1 Cas des noyaux pair-pair.....	49
3.2.2 Cas des noyaux impairs.....	50
3.3 Section efficace de Bremsstrahlung.....	52
3.4 Polarisation de photons et détermination de la parité.....	60
 4. Méthodes expérimentales.....	 61
4.1. Simulation par la méthode de Monte Carlo et Code GEANT.....	61
4.1.1 Principe de la méthode Monte Carlo	61
4.1.1.1. Méthode d'inversion.....	61
4.1.1.2 Méthode de réjection.....	63
4.1.2 Description du Code GEANT	65
4.2 Description du dispositif expérimental à l'ELBE.....	66
4.2.1 Radiateur et production du rayonnement de Bremsstrahlung.....	68
4.2.2 Moniteur de polarisation.....	70
4.2.3 Filtre de basses énergies.....	71
4.2.4 Collimateur	71
4.2.5 Stoppeur du faisceau de photons.....	72
4.2.6 Cible NRF.....	72
4.2.7 Système de détection.....	73
4.2.8 Système d'acquisition des données	76
4.3 Origine du bruit de fond dans les spectres NRF.....	77
4.3.1 Bruit de fond du détecteur	77
4.3.2 Bruit de fond dû à la cible NRF.....	78
4.3.3 Bruit de fond du milieu ambiant.....	80
 5. Traitement des données expérimentales et Analyse des résultats.....	 81
5.1 Traitement des données expérimentales.....	81
5.1.1 Mesure de l'énergie cinétique du faisceau d'électrons incidents.....	81
5.1.2 Procédure d'analyse des pics des transitions observées.....	83

5.1.3 Détermination de l'efficacité de détection.....	85
5.1.4 Détermination du flux des photons incidents de Bremsstrahlung.....	86
5.2 Résultats expérimentaux- Niveaux résolus	91
5.2.1 Détermination des énergies d'excitation des niveaux du noyau ^{89}Y	91
5.2.2 Détermination du spin des niveaux.....	92
5.2.3 Détermination de la section efficace intégrée de diffusion I_s	99
5.2.4 Limite de détection.....	101
5.3 Analyse des résultats.....	104
5.3.1 Tentative d'identification des états à deux phonons.....	106
5.3.2 Etats Pygmy.....	108
5.4 Effet de l'alimentation indirecte des niveaux (feeding)	110
5.5 Extraction des transitions dipolaires du continuum- Traitement statistique.....	112
5.5.1 Soustraction du bruit de fond (processus atomique).....	113
5.5.2 Soustraction des transitions inélastiques.....	116
5.5.2.a. Approche statistique.....	116
5.5.2.b Procédure de simulation des schémas de niveaux	118
5.5.2.c Restitution du continuum et correction des sections efficaces d'absorption.....	121
6. Confrontation des résultats au modèle des quasi-particules.....	125
d'Approximation des Phases Aléatoires (QRPA).....	125
6.1 Calculs QRPA.....	126
6.1.a Diagonalisation de l'hamiltonien champ moyen.....	127
6.1.b Equation du mouvement de la QRPA et ses solutions.....	127
6.2 Résultats des calculs QRPA et comparaison à l'expérience.....	129
Conclusion.....	132

Introduction

Depuis sa découverte au début du siècle dernier, le noyau atomique n'a pas cessé de susciter la curiosité des physiciens. Les diffusions de faisceaux de leptons ((γ, e^-)), de hadrons ainsi que les collisions d'ions légers ou lourds sur les noyaux, ont été utilisées afin de sonder le comportement du noyau atomique souvent dans des conditions extrêmes d'énergie, de valeurs élevées de spin et d'isospin. Ces travaux ont concerné aussi bien les noyaux stables que les noyaux instables.

Un résultat majeur de tous ces travaux est la mise en évidence de configurations (couches) de nucléons pour lesquelles le noyau acquiert une grande stabilité ; celle-ci est confirmée par l'existence des grandes énergies de liaison à chaque fois que la configuration considérée comporte un nombre de protons et/ou de neutrons dit magique.

Les spectres de désexcitation du noyau atomique par décroissance alpha, bêta ou gamma apportent de nombreuses informations sur la propre structure du noyau. Ainsi, des transitions gamma irrégulières sont révélatrices d'excitations individuelles faisant intervenir des états particule - trou en dehors d'un cœur inerte. Au contraire, des transitions régulières sont la signature d'excitations collectives. Deux modes principaux d'excitations collectives sont généralement considérées : le mode vibrationnel dans le cas des noyaux sphériques et le mode rotationnel dans le cas des autres formes de noyaux qui peuvent être révélées déjà pour l'état fondamental par le déplacement isotopique. A grandes vitesses de rotation, le noyau peut adopter différentes formes qui peuvent coexister et même être accompagnées d'une réorientation des spins des nucléons. Ces phénomènes de back-bending et de super-déformation sont mis en évidence par la variation du moment d'inertie du noyau en fonction de l'énergie d'excitation.

Dans le cas des noyaux sphériques (noyaux pair-pair à couches fermées en protons ou en neutrons) [Boh75] qui présentent à basse énergie un spectre d'énergie caractéristique d'un mouvement de vibrations, différents modes peuvent se produire notamment quadrupolaires (oscillations ellipsoïdales en forme de ballon de rugby de la surface du noyau autour de la forme d'équilibre sphérique), octupolaires (forme d'une poire) associés respectivement à un phonon de vibration de spin parité 2^+ , 3^- et d'énergie d'excitation 10 à 100 fois plus grande que celle correspondant au premier niveau excité présent dans un noyau rotationnel.

L'analyse des spectres en énergie permet de construire le schéma des niveaux et de déterminer les caractéristiques quantiques correspondantes telles que le spin, la parité et la largeur des niveaux.

Ces données sont confrontées aux prévisions des modèles théoriques dont l'objet est de rendre compte des faits expérimentaux à partir d'hypothèses réalistes faites sur l'interaction nucléon - nucléon. Le plus simple de ces modèles est le modèle des couches qui repose sur l'approximation du champ moyen et qui s'applique particulièrement au cas des noyaux à un ou deux nucléons ou trous près des couches fermées.

Dans les noyaux sphériques proches des fermetures de couches (noyaux « semi magiques »), des états à deux phonons formés par couplage des états collectifs quadrupolaire 2^+ et octupolaire 3^- ont été mis en évidence. Le multiplet complet ainsi formé ($J^\pi = 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-$) a été identifié pour la première fois dans les noyaux près de la fermeture de la couche $N=82$ dans ^{142}Nd [Metz78, Gate90, Vanh95] ; l'état 1^- se désexcite sélectivement vers l'état fondamental par une transition intense de type E1.

Depuis ces travaux, de nombreuses transitions de type E1 émises à partir de niveaux discrets ont été mises en évidence à basse énergie d'excitation dans plusieurs noyaux près des couches fermées.

Cependant, dans le domaine d'énergie près de la séparation du dernier neutron, la densité des niveaux devient très grande et les transitions entre les états sont très rapprochées ; le peuplement des nombreux niveaux intermédiaires devient important (rapports d'embranchements). Les intensités des transitions issues de ces niveaux sont alors très

atténuées et leur détection devient très délicate. Dans le spectre, ces transitions sont soit noyées dans le bruit de fond soit apparaissant faiblement. Le manque de données correspondant à ces désexcitations, rend alors difficile la prise en compte des intensités de transitions des domaines d'énergie des réactions (γ, γ') et (γ, n) . Cette région appartient à la partie de basse énergie de la résonance géante qui sans la contribution des réactions (γ, γ') tend subitement vers zéro près du seuil d'émission des neutrons.

Les expériences de diffusion de photons sur les noyaux stables $^{116,124}\text{Sn}$ ($Z=50$) [Gova98] ont été les premières à révéler l'existence d'une augmentation considérable des probabilités de transitions E1 entre la région d'excitation à deux phonons quadrupolaire-octupolaire et celle de la résonance dipolaire géante GDR. Des moyens considérables ont été mis en oeuvre pour mieux étudier cette région d'énergie pour plusieurs noyaux situés près de la fermeture de couches. Ces études sont menées dans le but de mieux comprendre aussi bien la nature microscopique de cet accroissement d'intensité (Résonance Dipolaire Pygmy ou PDR) que de compléter les bases de données pour l'affinement des modèles théoriques du noyau.

Par ailleurs, ces données sont aussi d'un grand intérêt pour la détermination des sections efficaces de production des éléments par réactions induites par des photons dans des scénarii stellaires explosifs et le calcul de l'abondance de ces éléments dans les milieux interstellaires.

De façon à tenir compte de l'alimentation des niveaux du continuum, des méthodes statistiques ont été appliquées récemment dans l'étude des isotopes de Molybdène [Ruse06b, Ruse07]; un raccordement satisfaisant entre les régions de basse et haute énergie a pu être obtenu.

Dans ce travail, nous avons complété l'étude réalisée récemment dans la région de fermeture de couches $N=50$ sur les noyaux ^{88}Sr [Schw07] et ^{90}Zr [Schw08] en s'intéressant à la réponse dipolaire du noyau impair voisin ^{89}Y à l'excitation par des photons de Bremsstrahlung d'énergie allant jusqu'à l'énergie de séparation des neutrons. Les expériences de résonance de fluorescence nucléaire NRF nous ont permis d'identifier les transitions de désexcitation correspondantes. Nous avons employé un code de calcul réalisé par G.Rusev

[Ruse06] afin de corriger ces dernières de l'embranchement et du feeding (alimentation latérale). Nous avons pu ainsi déterminer les sections efficaces d'absorption et compléter le spectre à basse énergie de la résonance géante GDR, la précision de nos mesures nous a également permis d'identifier une résonance de faible amplitude PDR sur la partie basse énergie de la GDR

Un bref rappel sur les excitations dipolaires est fait dans le chapitre 1. Dans le chapitre 2, l'approche théorique des noyaux proches des couches fermées à l'aide du modèle Quasi-particules Random Phase Approximations (QRPA) est exposée. Le formalisme de la technique de résonance de fluorescence nucléaire NRF sera développé dans le chapitre 3. Les expériences réalisées auprès de l'accélérateur supraconducteur à 9.5 MeV et à 13.2 MeV seront décrites dans le chapitre 4. Le chapitre 5 est consacré aux traitements des données et à la présentation des résultats qui sont analysés et interprétés dans le cadre du modèle QRPA.

Chapitre 1 : Aperçu sur les travaux antérieurs des excitations dipolaires

Composé de nucléons possédant des propriétés électromagnétiques, le noyau atomique génère un potentiel électrique qui peut être décrit à l'aide de moments multipolaires électriques et magnétiques.

1.1 Excitations dipolaires magnétiques :

La découverte de fortes transitions dipolaires magnétiques M1 dans le noyau déformé de la région des Terres Rares ^{156}Gd [Rich83] à environ 3 MeV d'excitation (Fig.1.1) suscita un regain d'intérêt pour l'étude des excitations dipolaires, excitations les plus élémentaires du noyau. Ce mode d'excitation appelé mode « scissors » M1 associé à l'excitation du niveau 1^+ a été prévu dans le cadre du modèle macroscopique à deux rotors développé par Lo Iudice et Palumbo [Iudi78, Iudi79]. Ce mode est analogue au mouvement d'une paire de ciseaux et correspond au mouvement de deux corps rigides déformés (Fig.1.4) associés respectivement aux protons et aux neutrons oscillant respectivement autour d'un axe commun. Ce mouvement est caractérisé par une probabilité de transition totale $\sum B(M1)$ de l'ordre de $3\mu_N^2$ dans les noyaux de la région des Terres Rares.

Des méthodes expérimentales ont été mises au point pour atteindre préférentiellement les états par excitation dipolaire. La technique de résonance nucléaire de fluorescence (NRF) est particulièrement bien adaptée à la mise en évidence et à l'étude des états de bas spin, le transfert de moment angulaire étant de l'ordre de 1. Cette technique favorise donc les excitations dipolaires et permet l'excitation sélective de certains états, propriété particulièrement utile pour l'étude de la région de haute densité d'états.

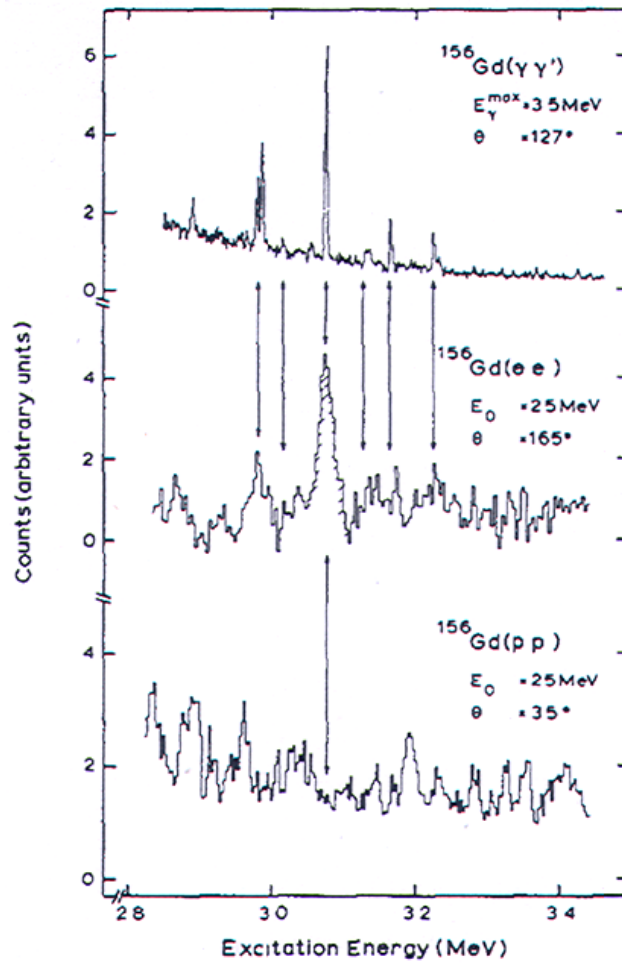


Figure 1.1 : Fonctions d'excitation $^{156}\text{Gd}(\gamma, \gamma')$ et $^{156}\text{Gd}(e, e')$ montrant un état $J^\pi = 1^+$ à $E_x = 3.08$ MeV fortement alimenté et plusieurs autres états 1^+ plus faiblement alimentés. Ces états ne sont pas observés dans $^{156}\text{Gd}(p, p')$ [Rich90].

Les modes scissors ont été systématiquement étudiés dans la région des terres rares et des actinides, les noyaux pairs et les noyaux impairs voisins ont été particulièrement examinés. Cependant, dans les noyaux impairs, les nombreux modes de couplage possibles du nucléon non apparié diminuent la probabilité d'excitation dipolaire de type M1 qui devient souvent plus faible que la limite de détection ; la mise en évidence expérimentale de tels états est rendue ainsi très difficile [Ende97].

Dans certains noyaux des couches sd ou fp tels que ^{56}Fe et ^{58}Ni [Bauw00] et d'autres noyaux plus lourds tels que $^{116,124}\text{Sn}$ [Gova96], de fortes transitions M1 ont été observées. Ces transitions dites « spin-flip » peuvent être décrites dans le cadre du modèle des couches comme des transitions entre les états générés par le couplage spin-orbite.

1.2.1 Noyaux déformés :

Dans le cas d'une distribution de charge homogène et de forme symétrique, les transitions dipolaires électriques ne sont pas possibles. Dans le cas où le centre de masse et le

centre de charge ne coïncident pas, un moment dipolaire est induit comme pour le cas de noyaux présentant une déformation octupolaire (statique ou dynamique) [Iach85] ou susceptibles d'être décrits à l'aide d'une configuration à clusters (Fig.1.2).

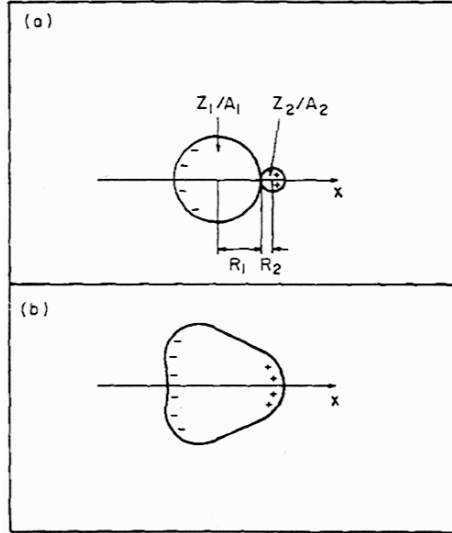


Figure 1.2 : Exemples de deux configurations possibles avec des distributions de protons et de neutrons non uniformes générant un moment dipolaire :

a) déformation en clusters, b) déformation octupolaire [Iach85].

Ces hypothèses ont été vérifiées d'abord dans le noyau ^{150}Nd puis dans de nombreux noyaux de la région des terres rares [Zilg91] (Fig.1.3). Des transitions dipolaires intenses (sauf pour ^{176}Yb) apparaissent autour de 1.5 MeV d'énergie avec une probabilité de transition de l'ordre de $\sum B(E1) \uparrow = 20 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$.

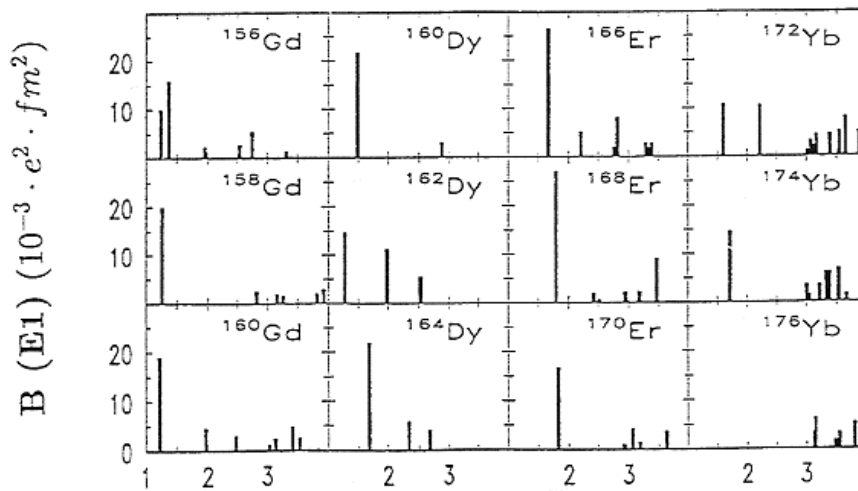


Fig.1.3 : Probabilités de transitions dipolaires réduites ($K=0$) en fonction de l'énergie d'excitation dans quelques noyaux pair- pair des terres rares [Zilg91].

Les états $J^\pi = 1^-$ correspondants peuvent être générés à partir des excitations à deux phonons par couplage de vibrations octupolaires ($J = 3^-, K = 1$) et quadrupolaire γ ($J = 2^+, K = 2$) [Knei93] [Fig.1.4].

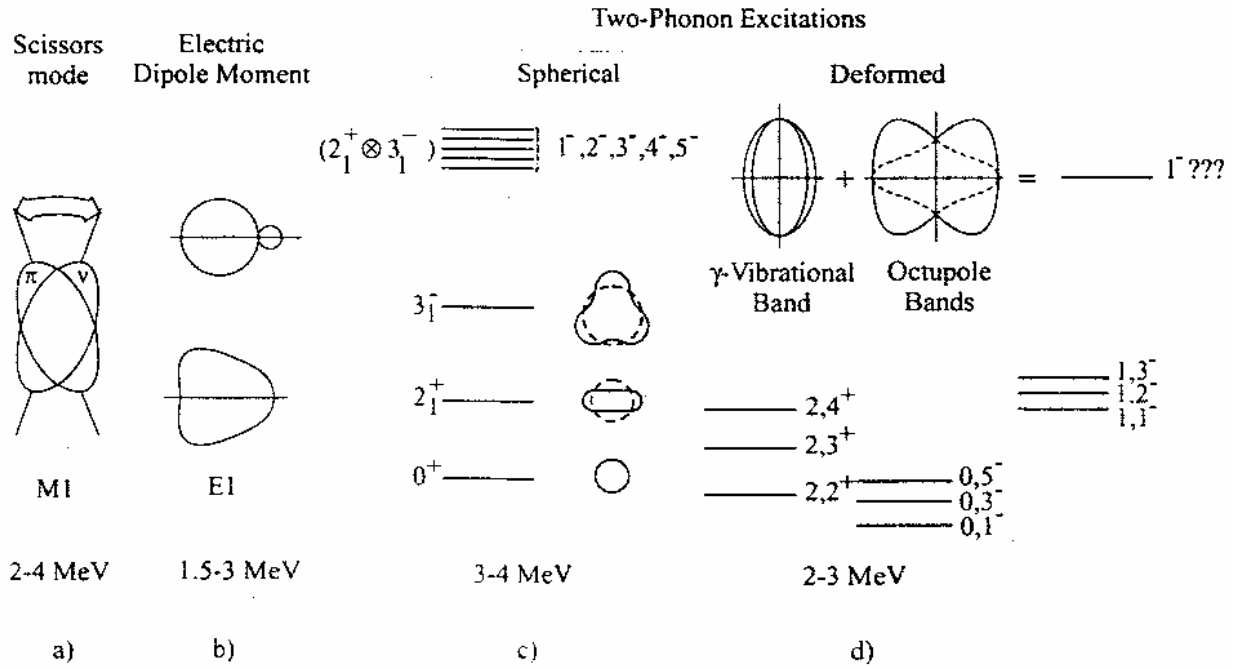


Figure 1.4 : Excitations dipolaires pouvant être observées à basse énergie dans un noyau lourd pair-pair [Knei96].

1.2.2 Noyaux sphériques :

1.2.1.1 Noyaux sphériques pair-pair :

Les transitions dipolaires électriques ont été également recherchées systématiquement dans les noyaux situés près des fermetures de couches : dans la région $N=82$ (Fig.1.5), des transitions de type E1 très intenses ont été identifiées autour de 3.5 MeV avec une probabilité de transition $B(E1) \uparrow = (5-6) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2 (\approx 3 mW.u)$ [Herz95], dans les noyaux près des couches $Z \approx 50$, $^{112,116,124}Sn$ ($B(E1) \uparrow = (4-6) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$) [Gova94], $^{108,110,112,114,116}Cd$ [Kohs05], et $N \approx 50$ dans ^{88}Sr , ^{94}Mo [Metz75, Andr01].

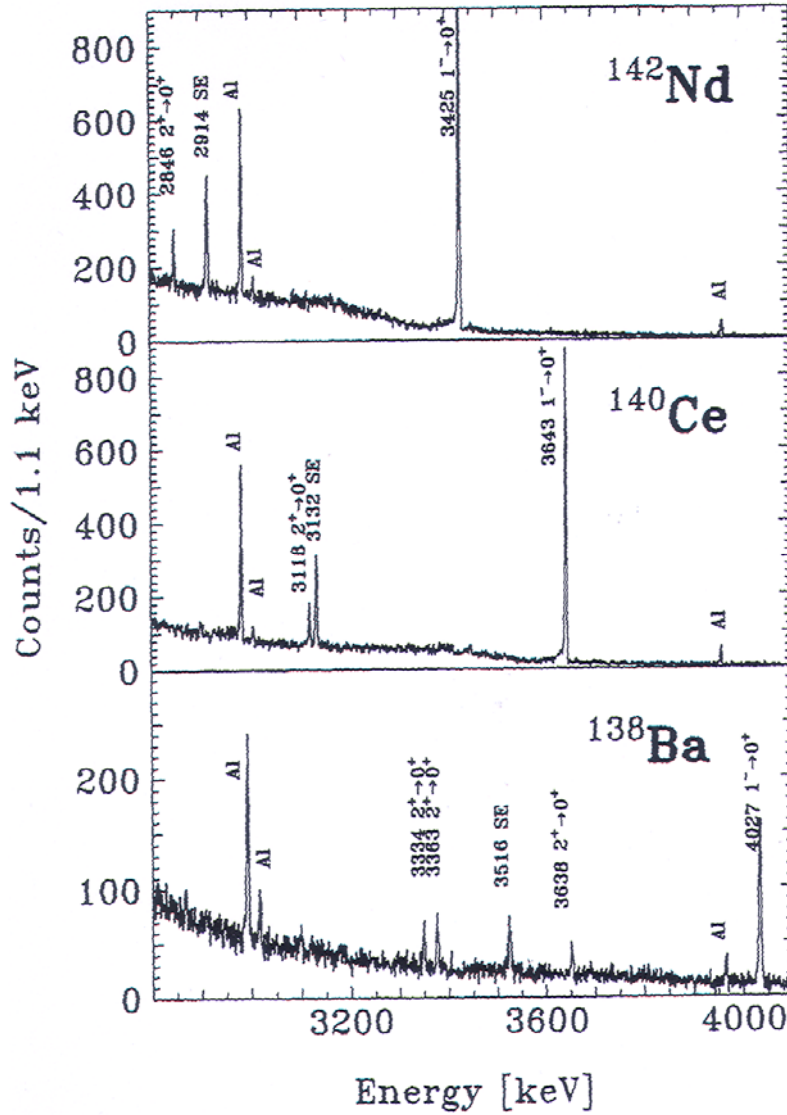


Figure 1.5 : Spectres de diffusion de photons des isotones $N=82$, ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd [Knei96].

Les niveaux 1^- de basse énergie mis en évidence ont été déjà prévus et interprétés comme membre du quintuplet ($1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-$) formé par couplage des états collectifs quadrupolaire 2^+ et octupolaire 3^- [Voge71] (Fig.1.4).

Différents techniques expérimentales ont été utilisées afin d'observer le multiplet complet. Celui-ci a été identifié pour la première fois dans les noyaux $N \approx 82$ dans ^{142}Nd [Gat90, Van95] et plus récemment pour $Z \approx 50$ dans $^{108,112,114}\text{Cd}$ [Garr99, Gade02, Band03] et ^{112}Sn [Kuma05].

La vibration octupolaire de l'état 3^- induit un moment dipolaire, l'excitation dipolaire électrique du fondamental permet d'atteindre le niveau 1^- membre du multiplet ($2^+ \otimes 3^-$) à l'aide des expériences de diffusion de photons (γ, γ') notamment.

L'une des preuves expérimentales de la validité du couplage harmonique est l'énergie d'excitation du niveau 1^- qui est proche de la somme des énergie d'excitation des phonons de vibrations correspondants (Fig.1.6).

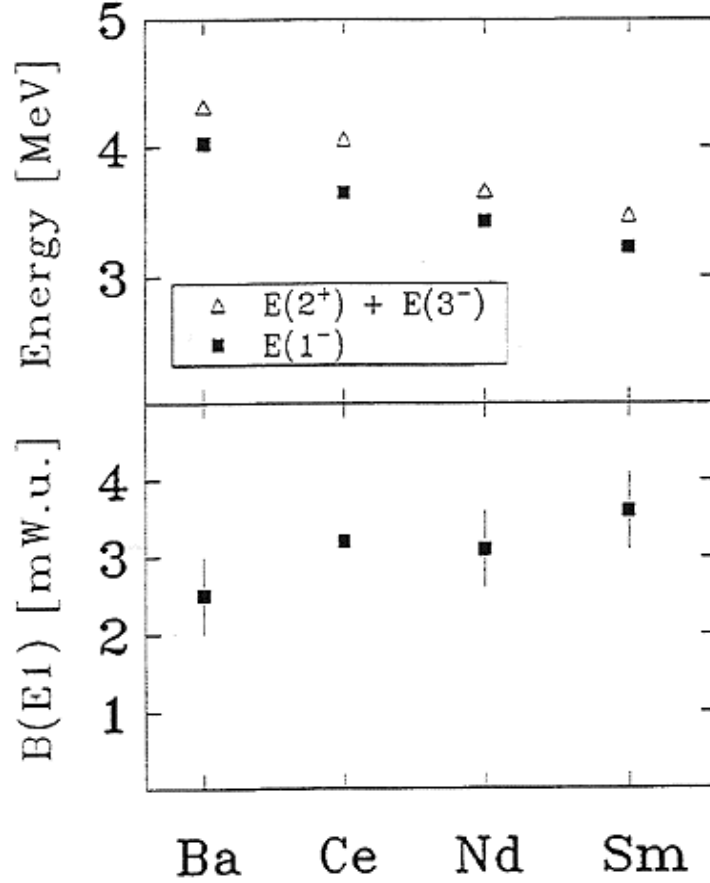


Figure 1.6 : Energie et probabilité de transitions des états 1^- avec une structure de quadrupole $\otimes$ octupole des isotones $N=82$, ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd et ^{144}Sm [Knei96].

Dans une même chaîne isotopique ou isotonique, les valeurs des probabilités de transitions $B(E1)$ sont maximales à la fermeture des couches N ou Z puis diminuent au fur et à mesure que N ou Z s'éloigne d'une valeur magique (Fig.1.7).

Dans la région des noyaux plus légers $N=28$ (^{48}Ti , ^{52}Cr , ^{56}Fe , $^{56,60}\text{Ni}$ [Ack81, Dege90, Ende98] et dans les noyaux déformés des terres rares pair-pair ^{150}Nd , $^{156,158,160}\text{Gd}$, $^{160,162,164}\text{Dy}$, $^{166,168,170}\text{Er}$, $^{172,174,176}\text{Yb}$ [Zilg91], de nombreuses études sur les transitions $E1$ ont également été menées.

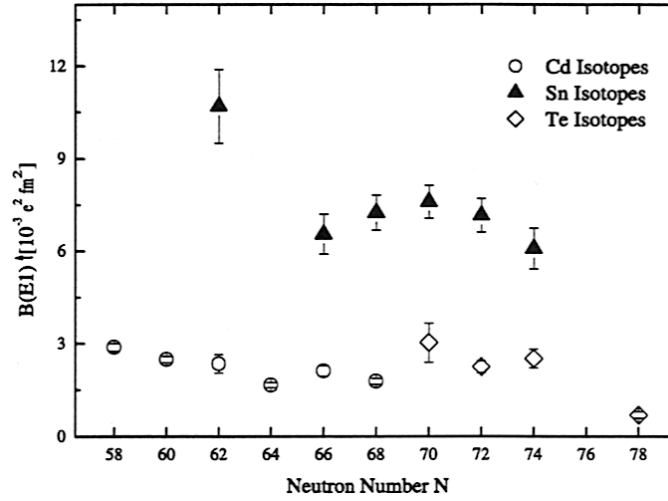


Figure 1.7 : Systématique des probabilités de transitions dipolaires électriques $B(E1) \uparrow$ observées dans les noyaux près de la fermeture de couches $Z=50$ en fonction du nombre de neutrons N [Knei06].

1.2.1 .2 Noyaux sphériques impairs:

Ce type de transitions intenses $E1$ a été aussi identifié dans quelques noyaux impairs semi-magiques voisins où la particule non appariée est couplée aux cinq états du multiplet formé à partir du couplage des états 2^+ et 3^- .

Cette étude a été entreprise pour la première fois dans les noyaux près de la couche fermée $N=82$ dans $^{143}\text{Nd}_{83}$ [Zilg93] où le neutron non apparié se trouve sur la sous-couche $f_{7/2}$ en dehors du cœur ^{142}Nd . Le couplage du neutron $f_{7/2}$ avec les cinq états du multiplet ($2^+ \otimes 3^-$) du cœur conduit à la formation de 31 niveaux. Les expériences de diffusion de photons permettent d'exciter sélectivement ces niveaux à partir de l'état fondamental $J^\pi = 7/2^-$. De fait, plusieurs transitions dipolaires ont été identifiées dans les spectres (γ, γ') de ^{143}Nd autour de 2.8 et 3.6 MeV (Fig.1.8) avec une probabilité de transition sommée $\sum B(E1) \uparrow = (13.6 \pm 1.8) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ [Her95] comparable à celle du noyau cœur ^{142}Nd pour lequel $\sum B(E1; 0^+ \rightarrow 1^-) = (16.3 \pm 2.4) \times 10^{-3} e^2 fm^2$, suggérant un couplage très faible du neutron $f_{7/2}$ au cœur.

Cependant, des expériences similaires sur les noyaux voisins ^{139}La , ^{141}Pr [Herz95] ont révélé une large fragmentation des probabilités de transitions électriques. La probabilité de

transition sommée $\sum B(E1) \uparrow$ est 40% environ plus petite que celle des noyaux pair-pair voisins ^{138}Ba , ^{140}Ce et ^{142}Nd . Ceci indique que le proton impair situé dans une couche non complète $Z=50$, 82 est couplé fortement au quintuplet des 2 phonons alors que dans le noyau ^{143}Nd le neutron non apparié occupe une orbitale en dehors de la couche fermée $N=82$.

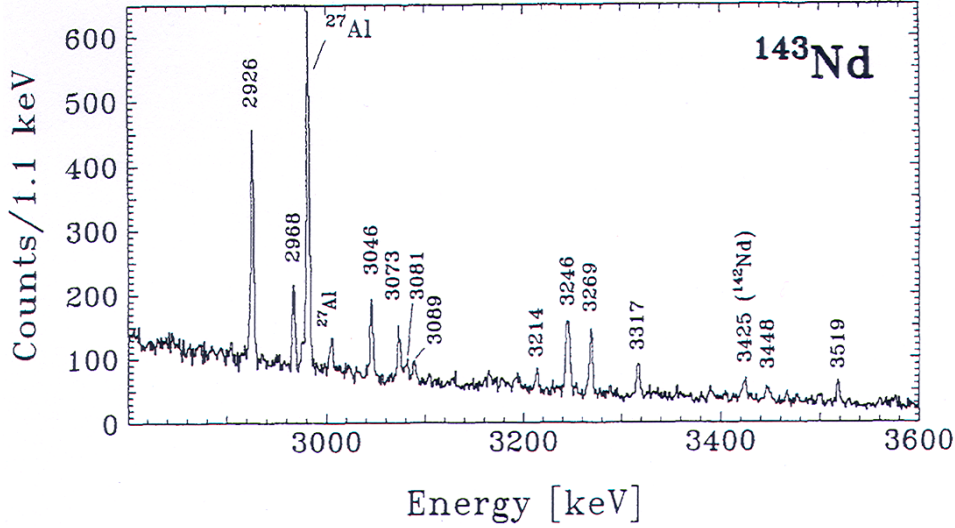


Figure 1.8 : Spectre de diffusion de photons (γ, γ') du noyau impair ^{143}Nd [Zilg93].

Par contre, dans le noyau impair ^{117}Sn , les transitions observées [Brys00] entre 2.7 MeV et 3.6 MeV de type E1 considérées, présentent une probabilité de transition totale sommée $\sum B(E1) \uparrow = (5.59 \pm 0.64) \cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$ soit 85(13)-77(14)% de celle des noyaux pair-pair voisins ^{116}Sn et ^{118}Sn , le neutron non apparié $2s_{1/2}$ situé dans ce cas au milieu des couches principales $N=50$ et 82 limite la fragmentation des probabilités de transitions issues du couplage particule-phonons et permet d'observer les transitions correspondantes contrairement au cas précédent. Des expériences NRF récentes sur les isotones ^{139}La , ^{141}Pr [Sche07] ont permis de restituer 20% supplémentaire à la probabilité de transition totale grâce à une meilleure limite de détection.

1.3 Exploration des excitations dipolaires dans la région de l'énergie de séparation neutron – Mode Pygmy:

A des énergies d'excitation juste au dessus du seuil d'émission de particules, on peut mettre en évidence une résonance dipolaire géante (GDR) grâce aux gammas ($E_\gamma = 10\text{-}15\text{MeV}$) de désexcitation émis avec une probabilité de transition de l'ordre de 10 W.u.

La résonance dipolaire géante GDR est une caractéristique générale de tous les noyaux, aussi bien légers comme ^3He que lourds comme ^{232}Th . Elle a été interprétée [Gold48] comme l'excitation d'une vibration correspondant au regroupement de l'ensemble des protons par rapport aux neutrons. Il en résulte une séparation des centres de masse et de charge qui induit un moment dipolaire électrique. Dans le cas des noyaux sphériques, la section efficace d'absorption peut être représentée par une distribution de Lorentz de largeur Γ_{GDR} proportionnelle à la densité des niveaux situés près de la résonance. Dans le cas de noyaux présentant une déformation à l'équilibre, la GDR se scinde en 2 composantes décrites par des fonctions de Lorentz correspondant aux oscillations longitudinale et perpendiculaire à l'axe de symétrie [Bohr75].

Les nouvelles générations de détecteurs au germanium hyper-pur de meilleures performances en résolution et en efficacité de détection ainsi que l'utilisation de flux intenses de faisceaux de photons ($10^8 \text{ keV}^{-1}\text{s}^{-1}$) dans les expériences NRF, ont permis d'explorer la région d'énergie s'étendant entre l'excitation des états à 2 phonons et l'excitation résonnante de la GDR et de mettre en évidence une concentration de transitions intenses dans les spectres (γ, γ') des noyaux semi-magiques et magiques autour de 6-10 MeV juste au-dessous du seuil de l'émission de particules.

Cette concentration ressemblant à une mini-résonance est appelée « résonance dipolaire Pygmy » PDR. La région d'énergie correspondant à la PDR est l'objet d'intenses travaux tant expérimentaux que théoriques.

La résolution des spectromètres gamma utilisés dans les premières expériences NRF se détériorait déjà à partir de 4 MeV alors que l'espacement des niveaux 1^- constituant la PDR est de l'ordre de 10-20 keV dans les noyaux lourds semi magiques pair-pair.

A l'aide d'un modèle hydrodynamique [Moha70] et en considérant que trois fluides composés respectivement de protons, neutrons de mêmes couches et des neutrons en excès, peuvent être le siège de deux modes de vibrations collectives ; les vibrations des neutrons en excès (appelées ultérieurement ``peau neutrons``) par rapport au restant des fluides bloqués induisent un moment dipolaire et conduisent à la résonance Pygmy. Cette description ressemble au mode d'excitation intense E1 des noyaux exotiques légers à halo, un autre mode

plus intense apparaissant à plus haute énergie et associé à la GDR est décrit comme la vibration des protons par rapport aux 2 types de neutrons.

Il a été suggéré [Isac91] que pour un noyau qui possède des neutrons à sa surface comme les noyaux qui ont un excès de neutrons, on devrait s'attendre à observer une résonance Pygmy à une énergie proche de celle de la GDR.

Plusieurs modèles théoriques s'appuyant sur des approches macroscopiques ou microscopiques ont été développés pour interpréter la nature de la résonance Pygmy . On peut citer notamment : le modèle hydrodynamique où le noyau est assimilé à deux fluides [Suzi90], la théorie de la densité fonctionnelle [Chamb94] et la théorie Hartree-Fock utilisant l'approximation des phases aléatoires (RPA) et le potentiel de Skyrme [Adam96].

La PDR a été mise en évidence pour la première fois [Dege90]. dans la diffusion $^{48}\text{Ti}(\gamma, \gamma')$ à l'énergie 11 MeV (Fig.1.9).

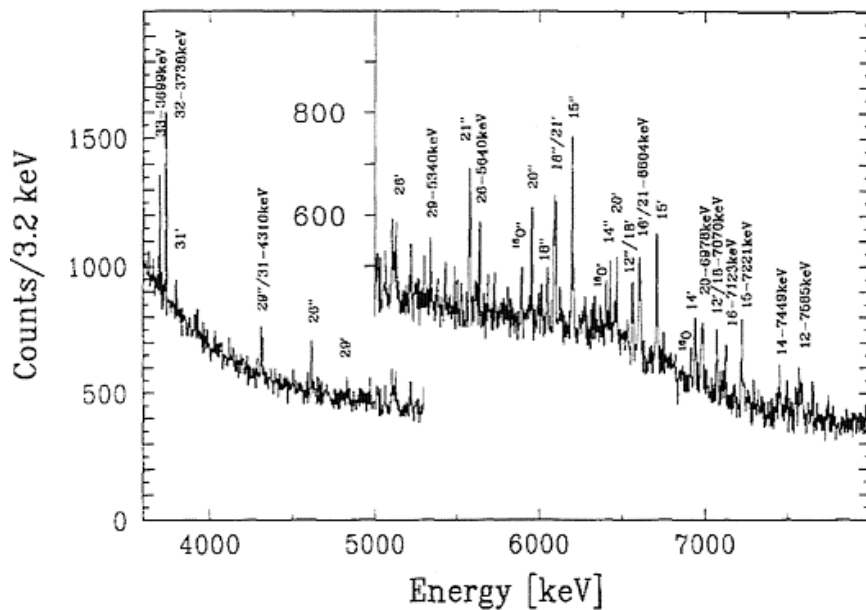


Figure 1.9 : Spectre (γ, γ') du noyau ^{48}Ti [Deg90].

Ce nouveau mode d'excitation du noyau a ensuite été observé dans les isotopes de Ge [Jung95], et dans ^{140}Ce [Herz97], $^{116,124}\text{Sn}$ [Gova98], ^{138}Ba [Herz99], et ^{208}Pb [Ryez02, Ende03].

Dans l'étude systématique des probabilités de transitions dipolaires dans plusieurs isotones $N=82$ (^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd , ^{144}Sm) [Zilg02, Volz06] jusqu'à l'énergie de séparation des neutrons, une excitation $E1$ isolée autour de 3.5-4MeV et de grande probabilité de

transition a été observée. Cette excitation correspond à l'état 1^- membre du multiplet à deux phonons quadrupole-octupole. A plus haute énergie, une concentration d'états 1^- est également observée entre 5 et 7 MeV avec une distribution qui change fortement avec le rapport $(N-Z)/A$. La probabilité de transition sommée respective est $\sum B(E1) \uparrow = (681 \pm 308, 308 \pm 59, 184 \pm 31, 208 \pm 35) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$. Ces états ont été interprétés comme appartenant à la résonance dipolaire Pygmy indiquant une certaine décroissance des forces de transitions E1 en allant du noyau riche en neutrons ^{138}Ba au noyau plus riche en protons ^{144}Sm (figure 1.10).

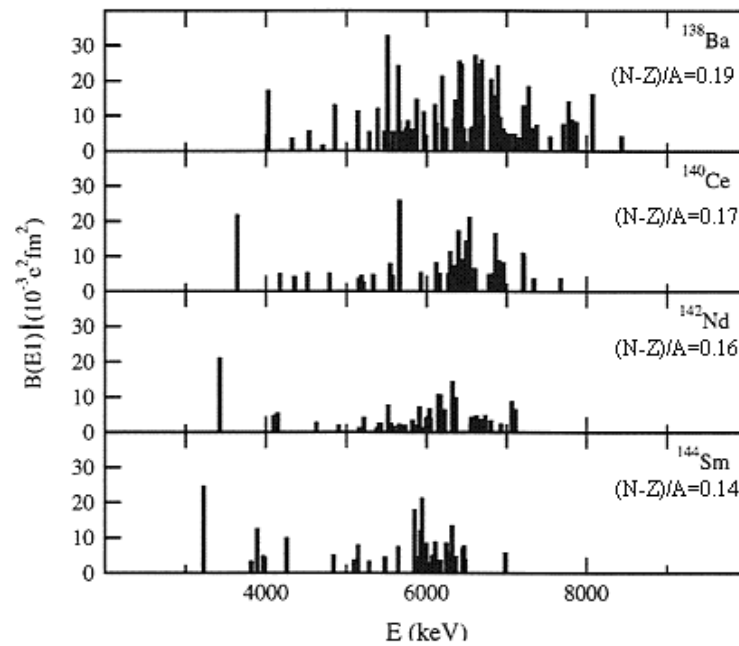


Figure 1.10 : Distribution des Probabilités de transitions $B(E1) \uparrow$ dans les isotones $N=82$ [Volz06].

Les isotopes de Calcium ($Z=20$) offrent une chaîne isotopique de noyaux stables couvrant un large domaine du rapport neutrons/protons N/Z allant de 1.0 (^{40}Ca) à 1.4 (^{48}Ca) ont été étudiés ; des différences considérables dans les valeurs de $B(E1)$ ont été observées alors que celles de $B(E2)$ restent pratiquement constantes quand on change d'isotope. Ainsi, alors que presque aucune force de transition E1 au-dessous des énergies de séparation particule n'a été observée dans l'isotope doublement magique $Z=N(^{40}Ca)$, une concentration de forces de transition E1 a été localisée autour de 6-8 MeV dans les autres isotopes de probabilités de transitions somme respectives $B(E1) = 5.1, 92.2$ et $68.7 \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$ dans ^{40}Ca ,

^{44}Ca , ^{48}Ca respectivement indiquant cependant une dépendance non linéaire entre l'excès de neutrons et l'intensité de la résonance dipolaire Pygmy [Hart02, Hart04] (figure.1.11).

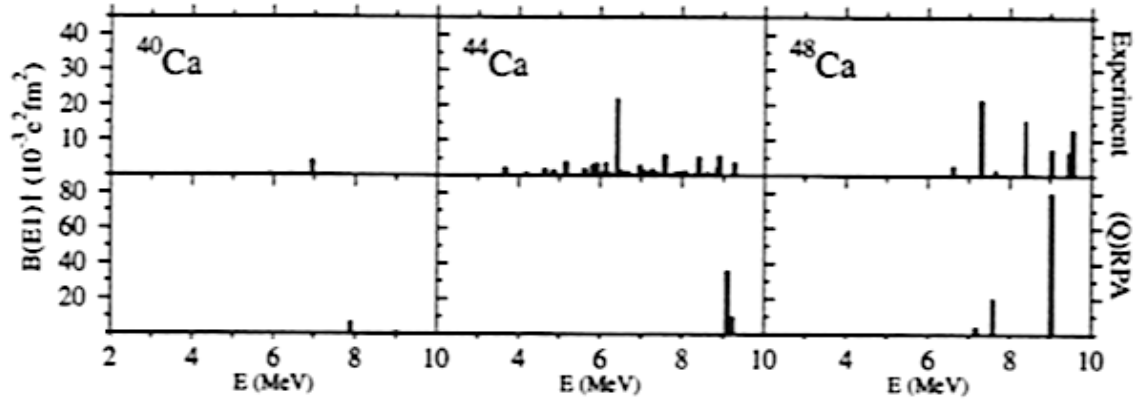


Figure 1.11 : Distributions des probabilités de transitions $B(E1)$ expérimentales dans les isotones $Z=20$ comparée à celles calculées par le modèle QRPA [Hart04].

Afin de mieux comprendre le mode de désexcitation collectif Pygmy, il est très utile de recueillir d'autres données expérimentales relatives aux noyaux près des couches fermées et d'étendre cette étude aux noyaux non sphériques.

1.4 Noyau impair ^{89}Y ($N=50$):

Le noyau semi-magique $^{89}_{39}\text{Y}_{50}$ a un nombre de protons intermédiaire entre ceux des isotones voisins ^{88}Sr ($Z=38$) et ^{90}Zr ($Z=40$) considérés comme sphériques. Le noyau ^{89}Y est donc très intéressant pour l'étude du couplage des états à une ou plusieurs particules aux excitations des cœurs pair-pair [Reif95].

Les niveaux excités du noyau $^{89}\text{Y}_{39}$ ont été étudiés au moyen des réactions nucléaires $^{87}\text{Rb}(\alpha, 2n)$ jusqu'au spin $31/2$ correspondant à l'énergie d'excitation de 8.7 MeV [Funk92]. Le schéma de niveaux déduit de l'étude des coïncidences $\gamma\gamma$ est reproduit ci-dessous (Figure 1.11).

Ce schéma de niveaux a été interprété dans le cadre du modèle en couches [Funk92]. L'état fondamental a pour caractéristiques $J^\pi = 1/2^-$, le proton impair occupant l'orbitale $2p_{1/2}$. Le premier niveau excité à l'énergie $E_x = 0.909\text{MeV}$ est isomérique de caractéristiques $J^\pi = 9/2^+$, de durée de vie 23 s et correspond à l'excitation du proton impair sur l'orbitale $1g_{9/2}$.

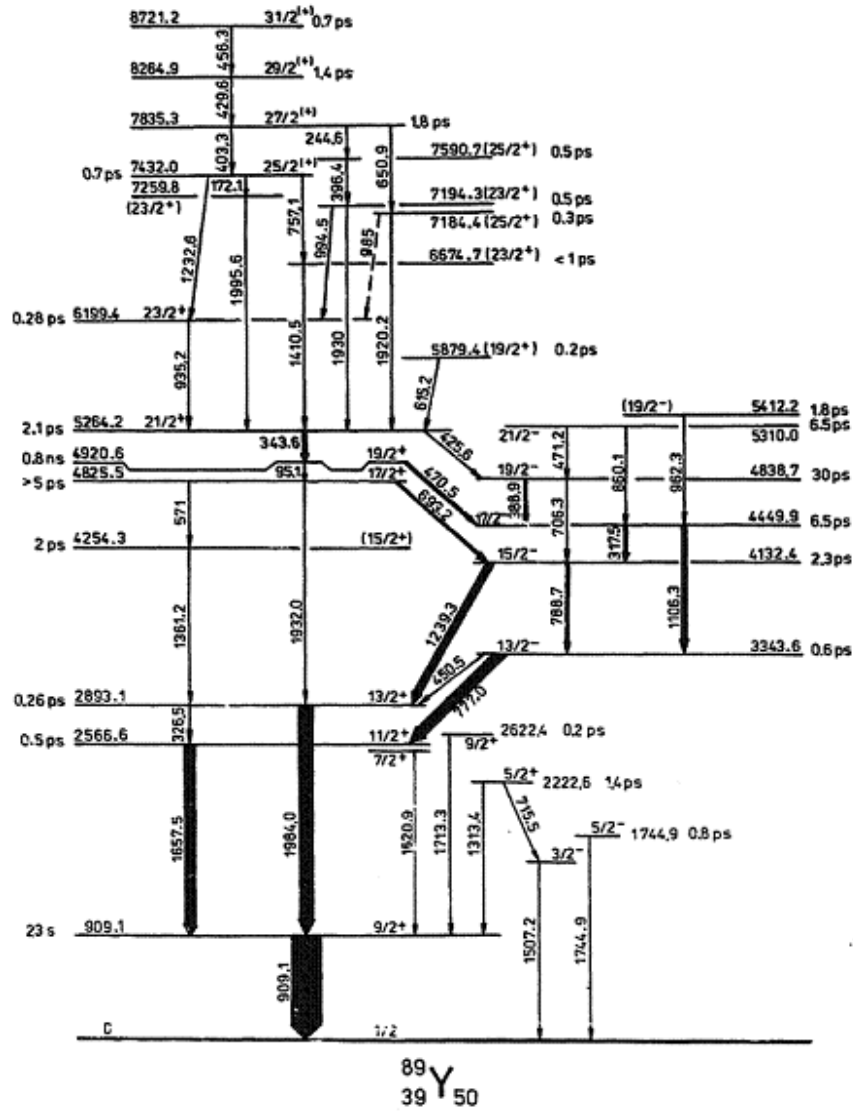


Figure 1.12 : Schéma des niveaux déduit par Funke et al [Funk92]

Les niveaux de basse énergie $J^\pi = 9/2^+, 3/2^-, 5/2^-$ sont dus aux excitations des 11 protons de valence occupant les orbitales $1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}$ et $0g_{9/2}$ en dehors du cœur fermé ^{78}Ni .

Aux énergies d'excitation plus grandes $2.5\text{MeV} \leq E_x \leq 4.2\text{MeV}$, les niveaux observés des deux parités avec des spins $7/2 \leq J \leq 15/2$ peuvent être interprétés comme issus du couplage du proton $0g_{9/2}$ aux états collectifs 2^+ ou 3^- de l'isotone voisin $^{88}\text{Sr}_{50}$ ($[\pi g_{9/2} \otimes 2^+ (^{88}\text{Sr})]$ ou $[\pi g_{9/2} \otimes 3^- (^{88}\text{Sr})]$) [Funk92].

Des expériences (γ, γ') à l'énergie maximale des photons de Bremsstrahlung de 5MeV[Hube93] ont permis d'identifier des transitions désexcitant plusieurs niveaux de spin

parité $J^\pi = 3/2^-, 5/2^-$ jusqu'à 4.2 MeV d'énergie d'excitation se désexcitant par des transitions M1/E2 et E2. Ces niveaux ont été interprétés comme résultant du couplage d'un trou proton $\pi 2p_{1/2}$ à l'état collectif 2^+ dans le noyau cœur $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$ ($[\pi p_{1/2} \otimes 2^+(\text{Zr})]$).

La recherche de niveaux de structure $[\text{particule} \otimes (2^+ \otimes 3^-)]$ a été tentée à l'énergie maximale de Bremsstrahlung de 7MeV[Reif97].

Dans un schéma du couplage faible, le proton $\pi 2p_{1/2}$ ou trou proton $\pi 2p_{1/2}^{-1}$ se couplant aux états à deux phonons $(2^+ \otimes 3^-)$ du cœur voisin $^{88}_{38}\text{Sr}_{50}$ ou $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$ conduisent à un niveau de spin et parité $J^\pi = 1/2^+$ et deux niveaux $J^\pi = 3/2^+$ qui peuvent être excités par des transitions E1 à partir du niveau fondamental (Fig.1.13).

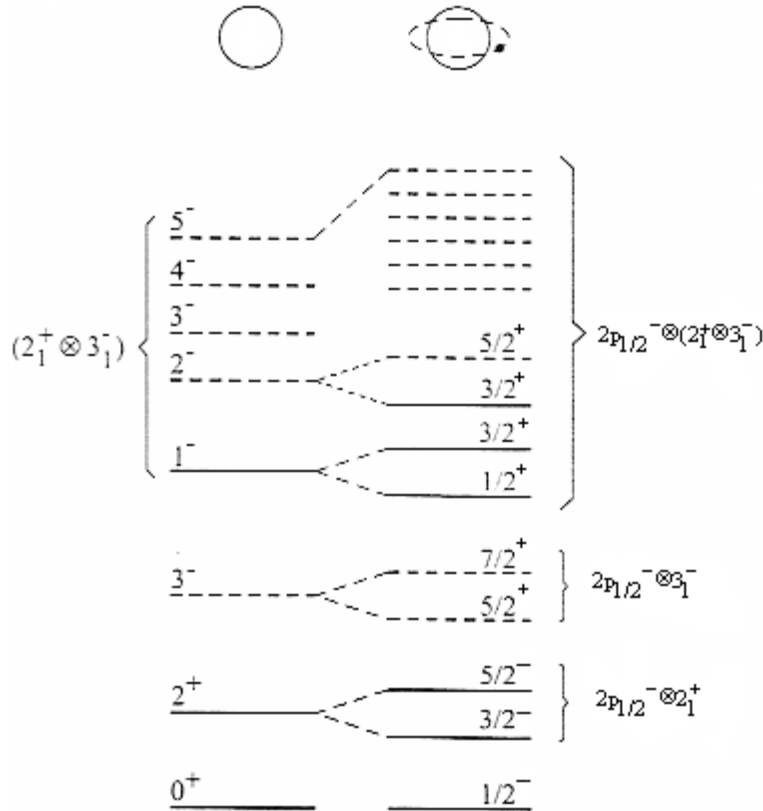


Figure 1.13 : Schéma de niveaux du noyau impair ^{89}Y dans un modèle de couplage (les niveaux en traits pleins représentent les états qui peuvent être peuplés dans NRF via des transitions E1, M1 et E2. Les traits discontinus correspondent aux états qui ne peuvent pas être peuplés).

Une seule transition vers le fondamental à 4.6 MeV désexcitant un état $1/2^+$ ou $3/2^+$ a été observée par Reif et al. [Reif97]. D'après cet auteur, cet état peut être interprété comme provenant du couplage $(2^+ \otimes 3^-)_{1-}$ du cœur ^{88}Sr situé à 4.7 MeV, bien que la probabilité de transition ne représente que 8% de celle du cœur.

Cependant, dans des expériences récentes [Schw08], deux transitions ont été localisées à 4507.0 keV et 4578.3 MeV dans ^{90}Zr . Ces transitions pourraient correspondre au couplage du proton non apparié à l'état de 2 phonons $(2^+ \otimes 3^-)_{1-}$ du coeur (chap.5).

Reif et al. [Reif97] ont déduit que les transitions dipolaires observées dans ^{89}Y entre 5.2 MeV et 6.2 MeV pourraient résulter du couplage proton non apparié à l'état de 2 phonons $(2^+ \otimes 3^-)_{1-}$ dans ^{90}Zr .

Autour de 6.3 MeV, une forte transition est observée comme dans les noyaux voisins. Entre 6.2 MeV et 6.7 MeV, une fragmentation des forces de transitions a lieu avec une probabilité de transition sommée avoisinant 60% de celle des cœurs ^{88}Sr , ^{40}Zr : $\sum B(E1) \uparrow = (53.5(59), 50.5(102)).10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ (figure1.14).

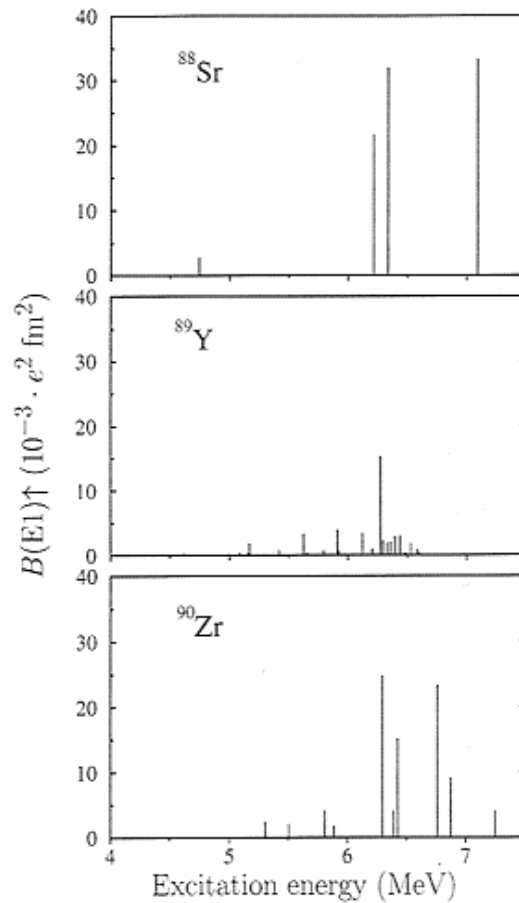


Figure 1.14 : Comparaison des probabilités de transitions dans les isotones ^{88}Sr , ^{89}Y , ^{40}Zr [Reif97].

Au voisinage du seuil de liaison des neutrons, la densité des niveaux devient très élevée (> 1 niveau/keV) et la plupart des transitions se trouvent en deçà de la limite de détection ou de faible intensité à cause du peuplement latéral. Il en résulte un manque de données sur les excitations dipolaires dans le domaine d'énergie s'étendant du seuil jusqu'à la résonance géante dont la partie à basse énergie est extrapolée vers zéro.

Récemment, des méthodes statistiques [Ruse06], utilisées dans des expériences (γ, γ') sur des isotopes du Molybdène ont permis de raccorder de manière satisfaisante la région de désexcitation par photons et celle de désexcitation par neutrons. Nous utilisons dans ce travail la même méthode pour décrire avec plus de précision la partie à basse énergie de la GDR.

Chapitre 2: Noyaux sphériques dans le modèle d'approximation des Phases Aléatoires (RPA)

Le modèle des couches où les nucléons se déplacent dans le noyau sous l'action du champ moyen généré par l'ensemble des nucléons, a permis de rendre compte de plusieurs faits expérimentaux notamment la stabilité particulière des noyaux dont le nombre de neutrons et/ou de protons correspond à un nombre dit « magique » et d'expliquer les caractéristiques quantiques des premiers états excités. Le potentiel moyen utilisé dans ce modèle peut présenter plusieurs formes : potentiel carré, oscillateur harmonique, Woods-Saxon,...

Dans la méthode de Hartree-Fock (HF), un tel potentiel de particules individuelles est déduit à partir de l'ensemble des interactions à deux corps nucléon-nucléon :

$$\Gamma_{HF}(r) = \int dr' V(r, r') \sum_{j=1}^A \left| \varphi_j(r') \right|^2 = \int dr' V(r, r') \rho(r') \quad (2.1)$$

Le potentiel HF ainsi que la fonction d'onde de l'état fondamental des nucléons et l'énergie correspondante peuvent être obtenus par itération en partant des fonctions d'ondes de particules individuelles du modèle en couches et d'un potentiel d'interaction nucléon-nucléon $V(r, r')$.

La méthode de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) superpose comme dans la théorie BCS l'interaction résiduelle $V_R = \frac{1}{2} \sum_{i=1, j=1}^A V(i, j) - \Gamma_{HF}$ au potentiel moyen afin de tenir compte de l'interaction d'appariement entre les nucléons (forces agissant seulement entre des

paires de nucléons du modèle en couches couplés avec un moment angulaire total nul). Pour garder l'image de particules indépendantes, la méthode HFB considère une excitation particule-trou

comme l'excitation de paires de particules indépendantes constituées chacune de 2 quasi-particules.

Cependant, plusieurs niveaux excités observés dans les spectres de certains noyaux ne peuvent être reproduits dans le cadre des théories précédentes fondées sur le modèle des couches et prenant en compte une excitation à une particule-trou ou deux quasi-particules. C'est le cas par exemple des noyaux doublement magiques ^{16}O , ^{40}Ca et ^{208}Pb . Les excitations de plus basse énergie devraient apparaître à environ $\hbar\omega_0 \approx 41.A^{-1/3}[\text{MeV}]$ (écart en énergie entre 2 couches principales). Dans ^{16}O , la différence d'énergie expérimentale entre les couches 1p et 2s-1d est d'environ 11.5 MeV alors que le spectre montre parmi d'autres états, un état ($J^\pi = 3^-, T = 0$) autour de 14 MeV et une grande résonance de largeur 5 MeV autour de 22 MeV ($J^\pi = 1^-, T = 1$) (figure 2.1). Ceci a pu être interprété à l'aide de la théorie d'approximation des phases aléatoires (**RPA**) qui suppose la participation cohérente de plusieurs nucléons dans le noyau (vibrations collectives) en tenant compte d'une interaction résiduelle entre ces nucléons qui s'ajoute aux forces d'appariement. Cette interaction appelée "interaction multipolaire" est associée à une composante de la force nucléaire à longue portée. Elle se présente sous la forme :

$$V(r_1, r_2) = \sum_{\lambda} R^{\lambda}(r_1, r_2) \frac{4\pi}{2\lambda + 1} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} (-)^{\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta_1, \varphi_1) Y_{\lambda,-\mu}(-\theta_2, -\varphi_2). \quad (2.2)$$

Ainsi, de grandes valeurs des probabilités de transitions électromagnétiques comparées aux estimations Weisskopf dénotent toujours la participation de plusieurs nucléons à ces transitions.

La théorie d'approximation des phases aléatoires (**RPA**) a pour origine la théorie de Bohm et Pines (1953) qui a été développée pour décrire les oscillations plasma dans un gaz d'électrons ; elle a été appliquée dès 1960 aux noyaux pair-pair ^{16}O et ^{40}Ca .

Dans ce chapitre, nous donnons les grandes lignes du formalisme de la théorie RPA [Ring04], [Heyd 94], [Solo92], [Rowe70].

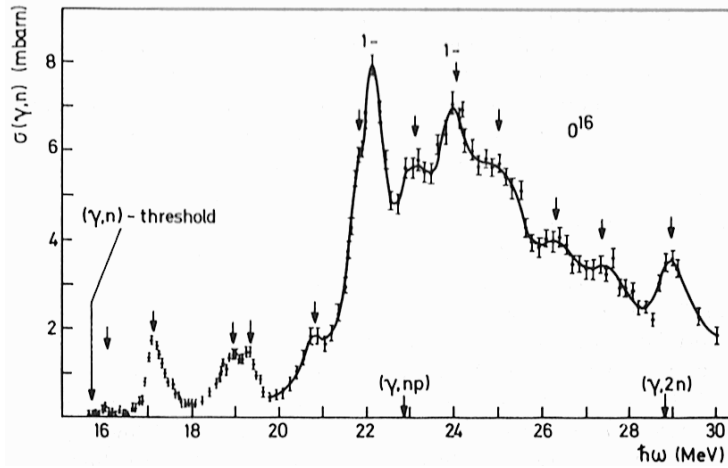


Figure 2.1 : Section efficace des réactions (γ, n) en fonction de l'énergie gamma [Bramb64].

2.1. Formalisme de la RPA :

La RPA utilise le formalisme de la seconde quantification ; l'état fondamental $|0\rangle$ est considéré vide de particule-trou (le nombre de p-t au voisinage du niveau de Fermi (dernier niveau rempli) est négligeable) et est approché par HF ou en pratique par l'approximation du modèle en couches. Dans la RPA, un opérateur d'excitation collective associé à la création de paires p-t est défini comme :

$$O_{\lambda}^{+} = \sum_{mi} (X_{mi}^{\lambda} a_m^{+} a_i - Y_{mi}^{\lambda} a_i^{+} a_m) \quad (2.3)$$

$m(i)$ sont les indices des niveaux particule (trou) au-dessus (au-dessous) du niveau de Fermi intervenant dans l'excitation.

$a_m^{+} (a_i)$ est l'opérateur de création (annihilation) d'un nucléon dans un niveau $m(i)$ du modèle des couches.

En pratique, dans le cas de l'étude des niveaux de basse énergie, on considère des configurations à 1 particule-1 trou, 2 particules-2 trous dans les noyaux légers (^{16}O , ^{40}Ca) et des configurations allant seulement jusqu'à 1 particule-1 trou dans les noyaux lourds, l'écart entre les couches étant plus grand.

Aussi, l'espace de configuration est limité aux niveaux situés juste au-dessus et au-dessous du niveau de Fermi E_F (figure 2.2).

Dans la RPA, l'état fondamental $|0\rangle$ et les états excités $|\lambda\rangle$ sont respectivement définis par les conditions :

$$|\lambda\rangle = O_\lambda^+ |0\rangle \quad \text{et} \quad O_\lambda |0\rangle = 0 \quad (2.4)$$

où O_λ , conjugué hermitique de O_λ^+ , est l'opérateur d'annihilation de paires p-t.

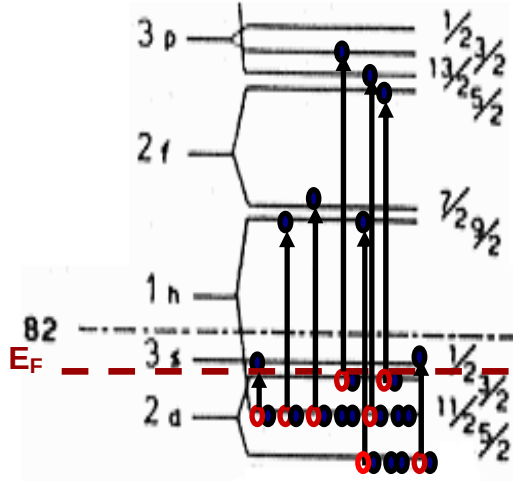


Figure 2.2 : Excitations particule-trou possibles dans un noyau à couches fermées.

Tenant compte de (2.4), l'équation de Schrödinger, $H|\lambda\rangle = E_\lambda|\lambda\rangle$ devient

$$HO_\lambda^+|0\rangle = E_\lambda O_\lambda^+|0\rangle \quad (2.5)$$

Sachant que:

$$H|0\rangle = E_0|0\rangle$$

Et appliquant O_λ^+ à l'état $H|0\rangle$:

$$O_\lambda^+ H|0\rangle = E_0 O_\lambda^+|0\rangle \quad (2.6)$$

En soustrayant (2.5) de (2.6), on obtient l'équation du mouvement :

$$[H, O_\lambda^+]|0\rangle = \hbar\omega_\lambda O_\lambda^+|0\rangle \quad (2.7)$$

où $\hbar\omega_\lambda = E_\lambda - E_0$ est l'énergie d'excitation de paires particule-trou.

En prenant le conjugué hermitique de (2.7), on obtient :

$$[H, O_\lambda]|0\rangle = -\hbar\omega_\lambda O_\lambda|0\rangle \equiv 0. \quad (2.8)$$

Multipliant (2.7) à droite par $\langle 0 | \delta O_\lambda$ où δO_λ = variation de O_λ :

$$\langle 0 | \delta O_\lambda [H, O_\lambda^+] | 0 \rangle = \hbar \omega_\lambda \langle 0 | \delta O_\lambda O_\lambda^+ | 0 \rangle \quad (2.9)$$

et (2.8) à droite par $\langle 0 | \delta O_\lambda^+$ où δO_λ^+ = variation de O_λ^+ :

$$\langle 0 | \delta O_\lambda^+ [H, O_\lambda] | 0 \rangle = -\hbar \omega_\lambda \langle 0 | \delta O_\lambda^+ O_\lambda | 0 \rangle \quad (2.10)$$

Additionnant (2.9) au conjugué hermitique de (2.10), on obtient :

$$\langle 0 | \delta O_\lambda, [H, O_\lambda^+] | 0 \rangle = \hbar \omega_\lambda \langle 0 | \delta O_\lambda, O_\lambda^+ | 0 \rangle \quad (2.11)$$

Utilisant l'expression de O_λ^+ et sachant que $\delta O_\lambda | 0 \rangle = \sum_{mi} (\delta X_{mi}^\lambda a_i a_m^+ - \delta Y_{mi}^\lambda a_m a_i^+)$,

l'expression (2.11) conduit aux deux équations:

$$\langle 0 | [a_i^+ a_m, [H, O_\lambda^+]] | 0 \rangle = \hbar \omega_\lambda \langle 0 | [a_i^+ a_m, O_\lambda^+] | 0 \rangle \quad (2.12a)$$

$$\langle 0 | [a_m^+ a_i, [H, O_\lambda^+]] | 0 \rangle = \hbar \omega_\lambda \langle 0 | [a_m^+ a_i, O_\lambda^+] | 0 \rangle \quad (2.12b)$$

Les équations (2.12) peuvent être réécrites sous forme matricielle dite équation RPA:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{mi}^\lambda \\ Y_{mi}^\lambda \end{pmatrix} = \hbar \omega_\lambda \begin{pmatrix} X_{mi}^\lambda \\ -Y_{mi}^\lambda \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

où :

$$\begin{aligned} A_{minj} &= \langle 0 | [a_i^+ a_m, [H, a_n^+ a_j]] | 0 \rangle = (\varepsilon_m - \varepsilon_i) \delta_{mn} \delta_{ij} + \langle m(i)^{-1} | V_{res} | n(j)^{-1} \rangle \\ &= \varepsilon_{mi} \delta_{mn} \delta_{ij} + V_{mjin} \end{aligned} \quad (2.14a)$$

$$B_{minj} = -\langle 0 | [a_i^+ a_m, [H, a_j^+ a_n]] | 0 \rangle = V_{mnij} \quad (2.14b)$$

avec $\varepsilon_{mi} = \varepsilon_m - \varepsilon_n$ est l'énergie d'excitation d'une particule-trou du modèle en couches et V_{mjin} est l'interaction résiduelle.

La solution de l'équation RPA est simplifiée si on suppose que les éléments de matrice de l'interaction résiduelle sont séparables en indices particule-trou [Row70] :

$$V_{mjin} = -\chi \cdot Q_{mi} \cdot Q_{nj}^* \quad (2.15a)$$

$$V_{mnij} = -\chi \cdot Q_{mi} \cdot Q_{nj}^* \quad (2.15b)$$

Les Q_{mi} sont les éléments de matrice de l'opérateur multipolaire tel que par

exemple l'opérateur quadrupolaire : $Q_{mi} = \langle m | r^2 Y_{2\mu}(\theta, \varphi) | i \rangle$.

Dans ce cas les équations RPA (2.13) deviennent :

$$(2.16a) \quad (\varepsilon_{mi} + \hbar\omega_\lambda)Y_{mi}^\lambda - \chi Q_{mi}^* \sum_{nj} (Q_{nj}^* X_{nj}^\lambda + Q_{nj} Y_{nj}^\lambda) = 0 \quad (2.16b)$$

Les amplitudes X_{mi}^λ et Y_{mi}^λ solutions des équations couplées (2.16) s'écrivent:

$$X_{mi}^\lambda = \frac{NQ_{mi}}{\varepsilon_{mi} - \hbar\omega_\lambda}, \quad Y_{mi}^\lambda = \frac{NQ_{mi}^*}{\varepsilon_{mi} + \hbar\omega_\lambda} \quad (2.17)$$

$$\text{où la constante } N = \chi \sum_{nj} (Q_{nj}^* X_{nj}^\lambda + Q_{nj} Y_{nj}^\lambda) \quad (2.18)$$

$$\text{peut être évaluée à partir de la relation de normalisation : } \sum_{mi} (|X_{mi}^\lambda|^2 - |Y_{mi}^\lambda|^2) = 1 \quad (2.19)$$

En éliminant X_{mi}^λ et Y_{mi}^λ de (2.17) et (2.18), on obtient l'équation aux valeurs propres (équation de dispersion) des énergies d'excitation $\hbar\omega_\lambda$:

$$\frac{1}{\chi} = 2 \sum_{m,i} \frac{|Q_{mi}|^2 \varepsilon_{mi}}{\varepsilon_{mi}^2 - (\hbar\omega_\lambda)^2} \quad (2.20)$$

Ici la sommation tient compte de toutes les particules-trous possibles intervenant dans l'excitation (Fig.2.2).

Cette équation peut être résolue graphiquement (figure 2.3) ; les énergies d'excitation possibles $\hbar\omega_\lambda$ sont les points d'intersection entre les deux membres de l'équation (2.20).

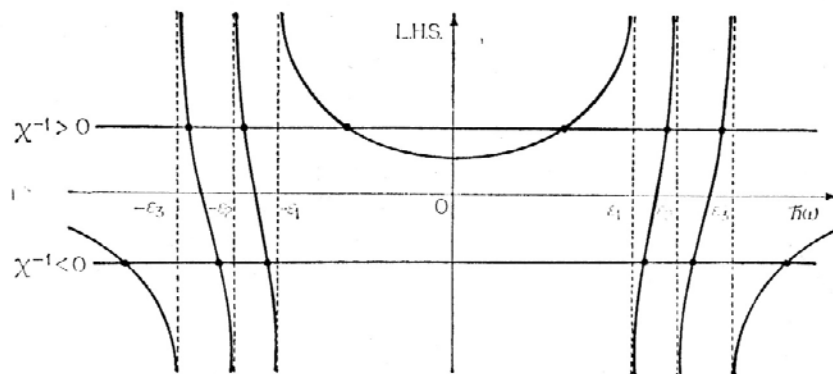


Figure 2.3 : Résolution graphique de l'équation (2.20).

La figure (2.3) montre que toutes les solutions $\hbar\omega_\lambda$ sont comprises entre les énergies d'excitation $\varepsilon_{mi} = \varepsilon_m - \varepsilon_i$ du modèle en couches, seule l'une d'elles est repoussée vers le

haut (si $1/\chi < 0$) ou vers le bas (si $1/\chi > 0$). Ces solutions dépendent de l'espace de configuration fini particule-trou pris en considération.

Dans le cas dégénéré, $\varepsilon_{mi} = \varepsilon$ (2 couches principales pour la particule et le trou dans un potentiel d'oscillateur harmonique avec interaction spin-orbite), l'équation (2.12) peut alors être réécrite sous la forme :

$$(\hbar\omega_\gamma)^2 = \varepsilon^2 - 2\varepsilon\chi \sum_{mi} |D_{mi}|^2 \quad (2.21)$$

Dans le cas où l'interaction résiduelle devient plus petite qu'une valeur critique, l'énergie de l'état collectif de basse énergie devient imaginaire.

Les états excités collectifs de basse énergie sont principalement des états $T=0$, l'énergie d'excitation est par conséquent plus basse que celle du cas où il n'est pas tenu compte de la perturbation. A haute énergie, les états excités sont des états $T=1$, l'énergie d'excitation correspondante est alors plus grande.

Des résultats de calculs effectués à l'aide de la RPA dans le cas des états 1^- de ^{16}O utilisant une interaction SkE4 comme interaction résiduelle [Waro83] sont présentés sur la figure (2.4).

En définissant la quantité S (règle de la « somme de l'énergie non moyennée », $S = \sum_{mi} |D_{mi}|^2$ et sachant que l'élément de matrice :

$$\langle \gamma | D | 0 \rangle = \sum_{mi} [X_{mi}^* D_{mi} + Y_{mi}^* D_{mi}^*] = \frac{N^*}{\chi} \quad (2.22)$$

devient dans le cas dégénéré :

$$\langle \gamma | D | 0 \rangle = 2N^* \left[\frac{\varepsilon S}{\varepsilon^2 - (\hbar\omega_\gamma)^2} \right] \quad (2.23)$$

La probabilité de transition d'un état collectif vers l'état fondamental RPA est donné par :

$$|\langle \gamma | D | 0 \rangle|^2 = \frac{\varepsilon}{\hbar\omega_\gamma} S \quad (2.24)$$

La collectivité de la transition est traduite par la cohérence de S dans toutes les contributions particule-trou de même signe.

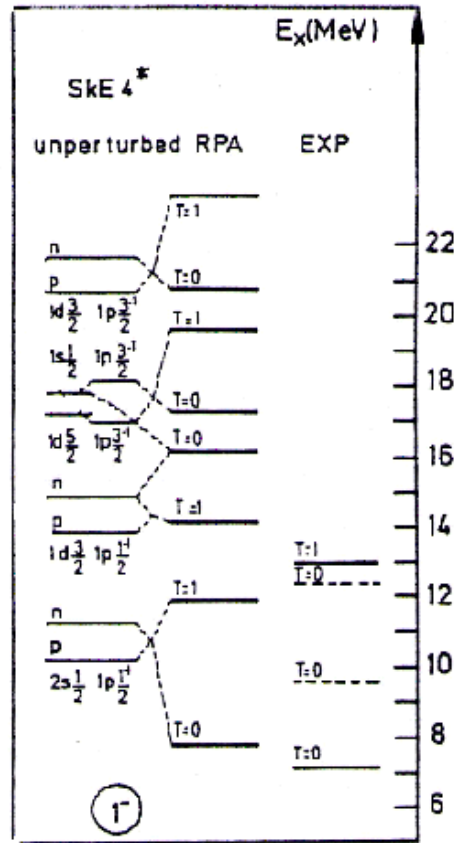


Figure 2.4 : Résultats des calculs RPA [Waro83] pour les états 1^- de ^{16}O . L'espace de configuration n'inclut que les excitations de $1\hbar\omega_0$ ($\Delta N = 1$) de paire p-t. Le spectre calculé sans un potentiel de perturbation est comparé au spectre expérimental.

2.2. Excitations quasi-particule RPA ou QRPA :

2.2.1 Notion de quasi-particules :

Les forces d'appariement, composantes de la force nucléaire à courte portée deviennent importantes dans le cas de couches incomplètes, elles influent sur la forme d'équilibre du noyau et affectent de manière importante les paramètres de rigidité des vibrations, du moment d'inertie et des transitions électromagnétiques. L'image de particules indépendantes en mouvement dans un champ moyen n'est plus réaliste et la surface de Fermi devient donc diffuse (figure 2.4).

Dans le modèle de particules indépendantes, un état ν de particule individuelle est soit un état trou (état inoccupé) soit un état particule (état occupé) selon qu'il se trouve au-dessous ou au-

dessus du niveau de Fermi, avec des amplitudes de probabilités d'occupation V_γ et U_γ telles que :

$$U_\gamma^2 + V_\gamma^2 = 1. \quad (2.25)$$

Le modèle à particules indépendantes a été utilisé en considérant des quasi-particules indépendantes (des fermions qui sont partiellement des particules avec une amplitude de probabilité U_γ et partiellement trous avec une amplitude de probabilité V_γ) en mouvement dans un champ additionnel, le champ d'appariement.

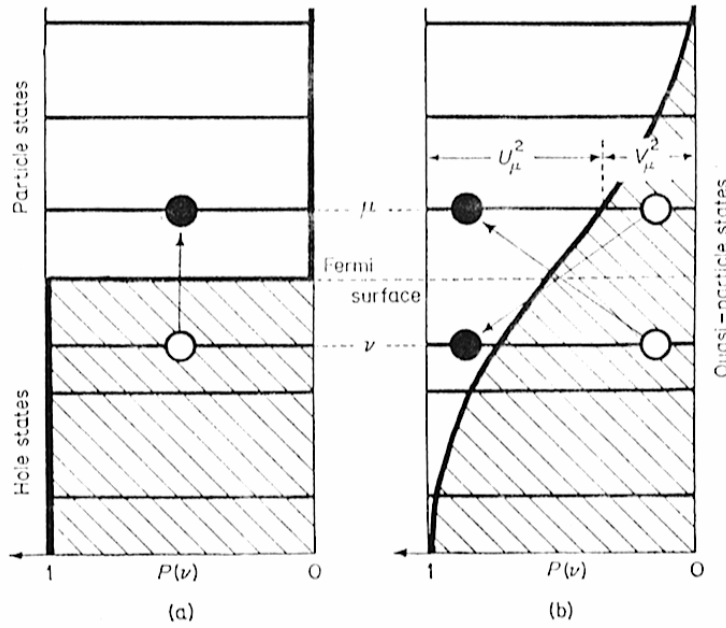


Figure 2.4: Probabilités d'occupation orbitale d'une particule individuelle :

- a) dans le modèle de particules indépendantes,
- b) en tenant compte des forces d'appariement à courte portée.

L'hamiltonien des nucléons de chaque type supposés en mouvement dans le potentiel du modèle en couches et interagissant par la force de courte portée d'appariement s'écrit :

$$H = \sum_{jm} \varepsilon_j (a_{jm}^+ a_{jm}) - \frac{1}{2} G \sum_{j'm'} (-)^{j'-m'} a_{j'm'}^+ a_{j'-m'}^+ \sum_{jm} (-)^{-j+m} a_{j-m} a_{jm} \quad (2.26)$$

où ε_j est l'énergie d'une orbite j du modèle en couches, m est la projection sur z du moment angulaire d'un nucléon ;

G est le paramètre de l'intensité de l'interaction d'appariement (supposé le même pour les deux types de nucléons).

L'hamiltonien tenant compte de l'appariement n'est plus diagonalisable sur la base des états $|jm\rangle$, en utilisant la transformation canonique de Bogolyubov-Valatin, il devient diagonalisable en passant de l'image particules au concept de quasi-particules :

$$a_{jm} = U_j \alpha_{jm} + V_j (-)^{j-m} \alpha_{j-m}^+ \quad (2.27)$$

où α_{jm}^+ et α_{jm} sont les opérateurs de création et d'annihilation d'une quasi-particule respectivement.

Dans ce cas l'hamiltonien (2.26) devient :

$$H = \sum_{jm} E_j (\alpha_{jm}^+ \alpha_{jm}) \quad (2.28)$$

Où :

$$E_j = [(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2} \quad (2.29)$$

est l'énergie d'une quasi-particule équivalente à l'énergie d'une particule du modèle en couches corrigée de l'effet d'appariement.

λ et Δ représentent le potentiel chimique et la moitié de l'énergie du gap respectivement solutions des équations:

$$\frac{1}{4} G \sum_j \frac{2j+1}{[(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2}} = 1 \quad (2.30)$$

$$\frac{1}{2} \sum_j (2j+1) \left[1 - \frac{\varepsilon_j - \lambda}{[(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2}} \right] = n \quad (2.31)$$

n est le nombre de particules.

Connaissant λ et Δ pour les systèmes protons et neutrons, les amplitudes de probabilités d'occupation U_j^2 et V_j^2 sont calculées à l'aide des relations :

$$U_j^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\varepsilon_j - \lambda}{E_j} \right], \quad V_j^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\varepsilon_j - \lambda}{E_j} \right] \quad (2.32)$$

2.2.2 Modèle de la QRPA-Energie d'excitation des états vibrationnels de basse énergie des noyaux sphériques:

Le modèle QRPA traite les nucléons comme des quasi-particules, une excitation à une paire particule-trou dans le modèle à particules indépendantes est considérée comme une excitation à 2 quasi-particules dans la QRPA.

A l'interaction d'appariement s'ajoute la composante de longue portée de l'interaction résiduelle représentée par l'approximation d'une forme multipolaire ($\sim \frac{1}{2} \chi_\lambda (r^\lambda)^2$) de type quadrupole-quadrupole ($\lambda = 2$) et octupole-octupole ($\lambda = 3$) [Yosh62].

L'hamiltonien du système de nucléons soumis à de telles interactions s'écrit:

$$H = \sum_{jm} \varepsilon_j (a_{jm}^+ a_{jm}) - \frac{1}{2} G \sum_{j'm'} (-)^{j'-m'} a_{j'm'}^+ a_{j'-m'}^+ \sum_{jm} (-)^{-j+m} a_{j-m} a_{jm} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda=2,3} \chi_\lambda \sum_{\mu} (-)^{\lambda-\mu} \langle j_1' m_1' | i^\lambda Y_{\lambda\mu} w_\lambda | j_1 m_1 \rangle \langle j_2' m_2' | i^\lambda Y_{\lambda-\mu} w_\lambda | j_2 m_2 \rangle a_{j_1'}^+ a_{j_2'}^+ a_{j_2 m_2} a_{j_1 m_1} \quad (2.33)$$

L'intensité χ_λ de l'interaction multipolaire est supposée identique pour toute paire de nucléons. La dépendance radiale de l'interaction est représenté par : $w_\lambda = [(\frac{m\omega_0}{\hbar})^{1/2} r]^\lambda$ où r est la coordonnée radiale du nucléon.

Les fonctions d'ondes de l'oscillateur harmonique de fréquence ω_0 sont utilisées pour les fonctions d'ondes des particules individuelles.

En introduisant la représentation quasi-particules (2.27), l'hamiltonien devient :

$$H = H_0 + \sum_{\lambda=2,3} (H_\lambda^{(1)} + H_\lambda^{(2)}) \quad (2.34)$$

où $H_0 = \sum_{jm} E_j (\alpha_{jm}^+ \alpha_{jm})$ inclut les potentiels moyen et d'appariement.

$$E_j = [(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2}$$

λ et Δ sont solutions des équations:

$$\frac{1}{4} G \sum_j \frac{2j+1}{[(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2}} = 1 \quad (2.35a)$$

$$\frac{1}{2} \sum_j (2j+1) \left[1 - \frac{\varepsilon_j - \lambda}{[(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2}} \right] + \sum_{i=1}^r \frac{\varepsilon_j - \lambda}{[(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2]^{1/2}} = n \quad (2.35b)$$

Ici n représente le nombre de protons ou neutrons dans la couche incomplète.

$H_\lambda^{(1)}$ et $H_\lambda^{(2)}$ représentant les interactions entre les quasi-particules.

$$\begin{aligned} H_\lambda^{(1)} = & -\frac{1}{8} \frac{\chi_\lambda}{2\lambda+1} \sum_{j_1 j_1' j_2 j_2'} \left\langle j_2' \left\| i^\lambda Y_\lambda w_\lambda \right\| j_2 \right\rangle \left\langle j_1' \left\| i^\lambda Y_\lambda w_\lambda \right\| j_1 \right\rangle u_{j_2' j_2} u_{j_1' j_1} \\ & \times \sum_{\mu} [(-)^{\lambda-\mu} A^+(j_2' j_2 \lambda - \mu) A^+(j_1' j_1 \lambda \mu) + 2A^+(j_2' j_2 \lambda - \mu) A(j_1' j_2 \lambda - \mu) \\ & + (-)^{\lambda-\mu} A(j_2' j_2 \lambda \mu) A(j_1' j_1 \lambda - \mu)] \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned} H_\lambda^{(2)} = & -\frac{1}{2} \frac{\chi_\lambda}{2\lambda+1} \sum_{j_1 j_1' j_2 j_2'} \left\langle j_2' \left\| i^\lambda Y_\lambda w_\lambda \right\| j_2 \right\rangle \left\langle j_1' \left\| i^\lambda Y_\lambda w_\lambda \right\| j_1 \right\rangle v_{j_2' j_2} u_{j_1' j_1} \\ & \times \sum_{\mu} [(-)^{\lambda-\mu} A^+(j_1' j_1 \lambda \mu) A^0(j_2' j_2 \lambda - \mu) + A^0(j_2' j_2 \lambda - \mu) A(j_1' j_1 \lambda - \mu)] \end{aligned} \quad (2.37)$$

L'élément de matrice réduit de $i^\lambda Y_\lambda w_\lambda$ est donné par :

$$\begin{aligned} \left\langle N' l' j' \left\| i^\lambda Y_\lambda w_\lambda \right\| N l j \right\rangle = & \frac{1}{(4\pi)^{1/2}} i^{-l'+\lambda+l} (-)^{j-1/2} \left[(2j+1)(2j'+1) \right]^{1/2} \\ & \times \left\langle j' \frac{1}{2} \left(j - \frac{1}{2} \right) \left| \lambda 0 \right\rangle \frac{1}{2} \left(1 + (-)^{l'+l-\lambda} \right) \left\langle N' l' \left| w_\lambda \right| N l \right\rangle \end{aligned} \quad (2.38)$$

où N , l et j sont respectivement le nombre quantique de l'oscillateur harmonique et les moments orbital et angulaire total.

et :

$$u_{j' j} = U_{j'} V_j + V_{j'} U_j, \quad v_{j' j} = U_{j'} U_j - V_{j'} V_j \quad (2.39)$$

$A^+(j_1 j_2 \lambda \mu) = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda \mu \rangle \alpha_{j_1 m_1}^+ \alpha_{j_2 m_2}^+$ est l'opérateur de création de 2 quasi-

particules j_1 et j_2 dont le couplage donne le moment angulaire λ de composante μ sur z .

$A(j_1 j_2 \lambda \mu) = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda \mu \rangle \alpha_{j_2 m_2} \alpha_{j_1 m_1}^+$, est l'opérateur d'annihilation de 2 quasi-particules.

$$A^0(j_1 j_2 \lambda \mu) = \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_2 + m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda \mu \rangle (\alpha_{j_1 m_1}^+ \alpha_{j_2 - m_2} - \frac{1}{2} \delta_{j_1 j_2} \delta_{m_1, -m_2}) \quad \text{est}$$

l'opérateur induisant des transitions quasi-particule quadrupolaire ($\lambda = 2$) ou octupolaire ($\lambda = 3$).

Dans le cas de l'étude des spectres des noyaux pairs, $H_\lambda^{(2)}$ est négligé et seulement une valeur de λ est considérée a basse énergie, l'hamiltonien devient :

$$H = H_0 + H_\lambda^{(1)} \quad (2.40)$$

La fonction d'ondes ψ_0 de l'état fondamental d'énergie E_0 étant défini par :

$H\psi_0 = E_0\psi_0$ (2.41), l'état excité de spin λ et de composante μ sur z est donné par :

$$\psi_{\lambda\mu} = O_{\lambda\mu}^+ \psi_0 \quad (2.42)$$

où :

$$O_{\lambda\mu}^+ = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} \left[\psi_{j_1 j_2}^\lambda A^+(j_1 j_2 \lambda \mu) - \varphi_{j_1 j_2}^\lambda (-)^{\lambda - \mu} A(j_1 j_2 \lambda - \mu) \right] \text{ est l'opérateur de création}$$

d'un phonon.

En notant l'énergie d'excitation d'un état à un phonon de vibration par $\hbar\omega$, l'équation de Schrödinger s'écrit alors :

$$H\psi_{\lambda\mu} = (\hbar\omega + E_0)\psi_{\lambda\mu} \quad (2.43)$$

Soit en utilisant (2.41) et (2.42), on obtient :

$$[H, O_{\lambda\mu}^+] = \hbar\omega O_{\lambda\mu}^+ \quad (2.44)$$

L'état fondamental n'ayant pas de phonon est déterminé par la condition :

$$O_{\lambda\mu} \psi_0 = 0 \quad (2.45)$$

Dans l'approximation du nombre de quasi-particules faible dans l'état fondamental :

$$[A(j_2' j_2 \lambda_2 \mu_2), A^+(j_1' j_1 \lambda_1 \mu_1)] = \delta_{\lambda_2 \lambda_1} \delta_{\mu_2 \mu_1} (\delta_{j_2' j_1'} \delta_{j_2 j_1} + (-)^{j_2' - j_2 + \lambda} \delta_{j_2' j_1} \delta_{j_1' j_2}) \quad (2.46)$$

A partir de (2.44), on obtient alors le système d'équations :

$$\begin{aligned} \hbar\omega\psi_{j'j}^{\lambda} &= (E_{j'} + E_j)\psi_{j'j}^{\lambda} - \frac{\chi_{\lambda}}{2(2\lambda+1)} \langle j' \| i^{\lambda} Y_{\lambda} w_{\lambda} \| j \rangle u_{j'j} \\ &\quad \times \sum_{j_1} \langle j_1' \| i^{\lambda} Y_{\lambda} w_{\lambda} \| j_1 \rangle u_{j_1'j_1} (\psi_{j_1'j_1}^{\lambda} + \varphi_{j_1'j_1}^{\lambda}) \end{aligned} \quad (2.47a)$$

$$\begin{aligned} -\hbar\omega\varphi_{j'j}^{\lambda} &= (E_{j'} + E_j)\varphi_{j'j}^{\lambda} - \frac{\chi_{\lambda}}{2(2\lambda+1)} \langle j' \| i^{\lambda} Y_{\lambda} w_{\lambda} \| j \rangle u_{j'j} \\ &\quad \times \sum_{j_1} \langle j_1' \| i^{\lambda} Y_{\lambda} w_{\lambda} \| j_1 \rangle u_{j_1'j_1} (\psi_{j_1'j_1}^{\lambda} + \varphi_{j_1'j_1}^{\lambda}) \end{aligned} \quad (2.47b)$$

En posant :

$$f_{j'j}^{\lambda} = \psi_{j'j}^{\lambda} + \varphi_{j'j}^{\lambda} \quad \text{et} \quad g_{j'j}^{\lambda} = \psi_{j'j}^{\lambda} - \varphi_{j'j}^{\lambda}$$

Le système d'équations (2.47) devient :

$$\hbar\omega f_{j'j}^{\lambda} = (E_{j'} + E_j)g_{j'j}^{\lambda}, \quad (2.48a)$$

$$\begin{aligned} \hbar\omega g_{j'j}^{\lambda} &= (E_{j'} + E_j)f_{j'j}^{\lambda} - \frac{\chi_{\lambda}}{2\lambda+1} \langle j' \| i^{\lambda} Y_{\lambda} w_{\lambda} \| j \rangle \\ &\quad \times \sum_{j_1} \langle j_1' \| i^{\lambda} Y_{\lambda} w_{\lambda} \| j_1 \rangle u_{j_1'j_1} f_{j_1'j_1}^{\lambda} \end{aligned} \quad (2.48b)$$

Eliminant $g_{j'j}^{\lambda}$ de l'équation (2.48b), on obtient l'équation suivante:

$$\begin{aligned} \left[E_{j'} + E_j - \frac{(\hbar\omega)^2}{E_{j'} + E_j} \right] f_{j'j}^{\lambda} &= \frac{\chi_{\lambda}}{2\lambda+1} \langle j' \| i^{\lambda} Y_{\lambda} w_{\lambda} \| j \rangle u_{j'j} \\ &\quad \times \sum_{j_1} \langle j_1' \| i^{\lambda} Y_{\lambda} w_{\lambda} \| j_1 \rangle u_{j_1'j_1} f_{j_1'j_1}^{\lambda} \end{aligned} \quad (2.49)$$

Cette équation est satisfaite si et seulement si:

$$f_{j'j}^{\lambda} = \frac{N_{\lambda} \langle j' \| i^{\lambda} Y_{\lambda} w_{\lambda} \| j \rangle u_{j'j}}{E_{j'} + E_j - \frac{(\hbar\omega)^2}{(E_{j'} + E_j)}} \quad (2.50)$$

où N_{λ} est une constante de normalisation [Yosh62].

Remplaçant l'expression (2.50) dans (2.49), l'équation séculaire (de dispersion) suivante est alors obtenue :

$$\frac{1}{\chi_\lambda} = \frac{S_\lambda(\hbar\omega)}{(2\lambda+1)} \quad (2.51)$$

$$\text{où: } S_\lambda(\hbar\omega) = \sum_{j'j} \frac{\langle j' || i^\lambda Y_\lambda w_\lambda || j \rangle^2 u_{j'j}^2}{E_{j'} + E_j - \frac{(\hbar\omega)^2}{(E_{j'} + E_j)}} \quad (2.52)$$

Ici, la sommation est étendue à toutes les paires de nucléons en dehors des couches fermées (la contribution due au reste des nucléons est négligeable) [Yosh62].

La figure 2.5 montre un exemple de graphe représentant la résolution de la relation de dispersion dans le cas de ^{118}Sn ($\lambda = 2$).

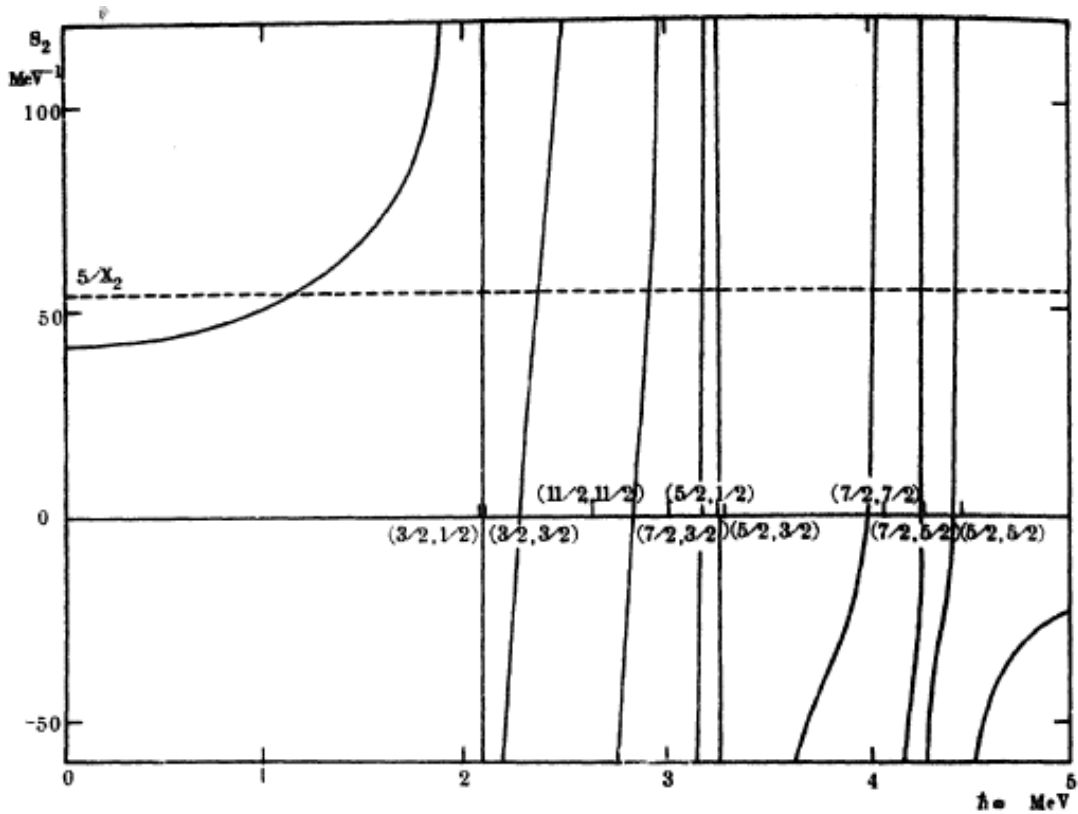


Figure 2.5: Graphe de $S_2(\hbar\omega)$ pour la résolution de l'équation de dispersion.

Les énergies non perturbées (modèle en couches) à deux quasi-particules ainsi que les moments angulaires correspondants sont indiqués [Yosh62].

Les amplitudes $\psi_{j'j}^\lambda$ et $\phi_{j'j}^\lambda$ sont alors entièrement déterminées et données par:

$$\psi_{j'j}^\lambda = \frac{1}{[S'_\lambda(\hbar\omega)]^{1/2}} \frac{\langle j' || i^\lambda Y_\lambda w_\lambda || j \rangle u_{j'j}}{E_{j'} + E_j - \hbar\omega} \quad (2.53a)$$

$$\phi_{j'j}^\lambda = \frac{1}{[S'_\lambda(\hbar\omega)]^{1/2}} \frac{\langle j' || i^\lambda Y_\lambda w_\lambda || j \rangle u_{j'j}}{E_{j'} + E_j + \hbar\omega} \quad (2.53b)$$

2.2.3 Modèle de la QRPA-Cas général d'interaction multipole-multipole:

Nous présenterons ici les aspects généraux [Grin96] de ce modèle.

L'hamiltonien comprend 3 termes correspondant au potentiel moyen, à l'appariement et à une interaction résiduelle multipolaire. Il s'écrit en seconde quantification :

$$H = \sum_l \varepsilon_l a_l^\dagger a_l - \frac{1}{4} \sum G a_l^\dagger a_l^\dagger a_l a_l - \frac{1}{2} \sum_{p \tau_1 \tau_2} \kappa_{\tau_1 \tau_2}^p \phi_p Q_p^{\tau_1} Q_p^{\tau_2} \quad (2.54)$$

où:

$$p = \{l, m, s, \dots \text{ nombres quantiques} \}$$

τ_1, τ_2 désignent les indices protons et neutrons

Q_{lm} est l'opérateur multipolaire

$$\phi_p = \begin{cases} 1 \text{ si } Q_p^\tau \text{ est hermitique} \\ -1 \text{ si } Q_p^\tau \text{ est anti-hermitique} \end{cases} \quad (2.54)$$

$$\kappa_{\tau_1 \tau_2}^p = \kappa_0^p + (-1)^{\delta_{\tau_1 \tau_2} + 1} \kappa_1^p \quad (2.55)$$

κ_0^p et κ_1^p sont les constantes iso-scalaire et iso-vecteur.

Les opérateurs $a_l^\dagger$ et a_l correspondent respectivement à l'opérateur de création et d'annihilation d'une particule.

En transformant les opérateurs particules en opérateurs quasi-particules à l'aide de la relation de Bogoliubov:

$$a_k^+ = \sum_i (U_k^i \alpha_i^+ + V_k^i \alpha_i) \quad (2.56)$$

Et les opérateurs a deux quasi-particules en opérateurs bosons utilisant les définitions :

$$\begin{aligned} \alpha_i^+ \alpha_j^+ &\rightarrow b_{ij}^+ , \\ b_{ij} &\equiv (b_{ij}^+)^+ \leftarrow \alpha_j \alpha_i , \\ \alpha_i^+ \alpha_i &\rightarrow \sum_k b_{ik}^+ b_{ik} \end{aligned} \quad (2.57)$$

où les opérateurs bosons satisfont à la relation de commutation :

$$[b_{ij}^+, b_{kl}] = \delta_{ik} \delta_{jl} - \delta_{il} \delta_{jk} \quad (2.58)$$

Exprimant les opérateurs $Q_p^{\tau 1}$ dans la représentation quasi-particule (2.56) et en maintenant les termes proportionnels aux opérateurs de création de paires de quasi-particules, on obtient :

$$\sum_{12} \langle 1|Q_p^{\tau}|2 \rangle a_1^+ a_2 \cong \sum_{ij} \sum_{12} \langle 1|Q_p^{\tau}|2 \rangle \frac{1}{2} (U_1^i V_2^j - \phi_p U_2^j V_1^i) (b_{ij}^+ + \phi_p b_{ij}) = \sum_{ij} F_{ij}^{p\tau} (b_{ij}^+ + \phi_p b_{ij}) \quad (2.59)$$

Les éléments de matrice $F_{ij}^{p\tau}$ étant tels que $F_{ij}^{p\tau} = -F_{ij}^{p\tau}$ sont définis par :

$$F_{ij}^{p\tau} = \frac{1}{2} \sum_{12} \langle 1|Q|2 \rangle (U_1^i V_2^j - \phi_p U_2^j V_1^i) \quad (2.60)$$

A l'aide de la relation de commutation des opérateurs bosons b^+ et b (2.58) et des propriétés de $F_{ij}^{p\tau}$ on obtient :

$$\sum_{ij} F_{ij}^{p\tau} [b_{kl}, b_{ij}^+ + \phi_p b_{ij}] = F_{kl}^{p\tau} - F_{lk}^{p\tau} = 2F_{kl}^{p\tau} \quad (2.61)$$

$$\sum_{ij} F_{ij}^{p\tau} [b_{kl}^+, b_{ij}^+ + \phi_p b_{ij}] = -\phi_p (F_{kl}^{p\tau} - F_{lk}^{p\tau}) = -2\phi_p F_{kl}^{p\tau} \quad (2.62)$$

D'où l'hamiltonien (1) peut s'écrire sous la forme :

$$H = \frac{1}{2} \sum_{kl} E_{kl} b_{kl}^+ b_{kl} - \frac{1}{2} \sum_{p\tau_1\tau_2} \kappa_{\tau_1\tau_2}^p \phi_p L_p^{\tau_1} L_p^{\tau_2} \quad (2.63)$$

$$\text{où } L_p^{\tau} = \sum_{ij} F_{ij}^{p\tau} (b_{ij}^+ + \phi_p b_{ij}) \quad (2.64)$$

$$E_{kl} = E_k + E_l$$

E_k, E_l étant les énergies quasi-particules.

2.2.3.a-Equations QRPA : cas des noyaux pairs

Les opérateurs de création et d'annihilation d'un phonon QRPA étant définis par :

$$O_n^+ = \sum_{kl} (\psi_{kl}^n b_{kl}^+ - \phi_{kl}^n b_{kl}) , \quad O_n = (O_n^+)^+ \text{ et } O_n^+ | \rangle = 0 , \quad (2.65)$$

où $| \rangle$ est le vide de phonons.

La condition de normalisation $\langle O_n O_n^+ | \rangle = \delta_{nn}$, conduit à la condition sur les amplitudes

QRPA :

$$2 \sum_{kl} \left[\left(\psi_{kl}^n \right)^2 - \left(\phi_{kl}^n \right)^2 \right] = 1 \quad (2.66)$$

En partant de l'équation (2.44) : $[H, O_n^+] = \hbar \omega_n O_n^+$ et de l'expression de l'hamiltonien, les amplitudes QRPA deviennent:

$$\psi_{kl}^{n\tau} = \frac{\sum_{\tau_1} \kappa_{\tau_1 \tau}^{p_1} F_{kl}^{p_1 \tau} D_{\tau_1}^{p_1}}{E_{kl}^{\tau} - \hbar \omega_n} , \quad \phi_{kl}^{n\tau} = \frac{\sum_{\tau_1} \kappa_{\tau_1 \tau}^{p_1} \phi_{p_1} F_{kl}^{p_1 \tau} D_{\tau_1}^{p_1}}{E_{kl}^{\tau} + \hbar \omega_n} \quad (2.67)$$

où :

$$D_{\tau}^p = 2 \sum_{kl} F_{kl}^{p\tau} (\psi_{kl}^{n\tau} + \phi_p \phi_{kl}^{n\tau}) \quad (2.68)$$

En additionnant les amplitudes QRPA $\psi_{kl}^{n\tau}$ et $\phi_{kl}^{n\tau}$, on obtient l'équation:

$$\psi_{kl}^{n\tau} + \phi_p \phi_{kl}^{n\tau} = 2 \frac{\sum_{\tau_1} \kappa_{\tau_1 \tau}^{p_1} F_{kl}^{p_1 \tau} D_{\tau_1}^{p_1}}{(E_{kl}^{\tau})^2 - (\hbar \omega_n)^2} \left(\delta_{\phi_{p_1} \phi_{p_2}, 1} E_{kl}^{\tau} + \delta_{\phi_{p_1} \phi_{p_2}, -1} \hbar \omega_n \right) \quad (2.69)$$

Substituant l'équation (2.69) dans l'équation (2.68), on obtient :

$$D_{\tau}^p = 2 \sum_{p_1 \tau_1} \kappa_{\tau_1 \tau}^{p_1} X_{p_1}^{p\tau} D_{\tau_1}^{p_1} \quad (2.70)$$

Où :

$$X_{p_1}^{p\tau} = 4 \sum_{kl} \frac{F_{kl}^{p\tau} F_{kl}^{p_1 \tau}}{(E_{kl}^{\tau})^2 - (\hbar \omega_n)^2} \left(\delta_{\phi_p \phi_{p_1}, 1} E_{kl}^{\tau} + \delta_{\phi_p \phi_{p_1}, -1} \hbar \omega_n \right) \quad (2.71)$$

Qui est symétrique en indices p et p_1 .

En définissant les quantités (voir équ. (2)) :

$$D_p^+ = \kappa_0^p (D_\pi^p + D_\gamma^p), \quad D_p^- = \kappa_1^p (D_\pi^p - D_\gamma^p) \quad (2.72)$$

Et

$$X_{p_1}^p(\pm) = X_{p_1}^{p\pi} \pm X_{p_1}^{p\gamma} \quad (2.73)$$

Où les indices π et γ représentent les protons et les neutrons respectivement.

Le système d'équations (2.70) peut être réécrit sous la forme :

$$\begin{cases} \sum_{p_1} \left[\left(X_{p_1}^p(+) - \frac{\delta_{pp_1}}{\kappa_0^p} \right) D_{p_1}^+ + X_{p_1}^p(-) D_{p_1}^- \right] = 0 \\ \sum_{p_1} \left[X_{p_1}^p(-) D_{p_1}^+ + \left(X_{p_1}^p(+) - \frac{\delta_{pp_1}}{\kappa_1^p} \right) D_{p_1}^- \right] = 0, \end{cases} \quad (2.74)$$

Où les indices p parcourent tous les termes QQ dans l'hamiltonien.

Le système d'équations linéaires (2.74) a des solutions si et seulement si l'équation de dispersion est vérifiée :

$$\det \begin{vmatrix} X_{p_1}^p(+) - \frac{\delta_{pp_1}}{\kappa_0^p} & X_{p_1}^p(-) \\ X_{p_1}^p(-) & X_{p_1}^p(+) - \frac{\delta_{pp_1}}{\kappa_1^p} \end{vmatrix} = 0, \quad (2.75)$$

Les énergies QRPA peuvent alors déterminées à partir de la résolution de l'équation séculaire.

La matrice ainsi obtenue est symétrique, les quantités $X_{p_1}^p$ étant symétriques suivant les indices p_1 et p (équations (2.71) et (2.73)).

Toutes les quantités à calculer doivent être exprimées en termes des vecteurs propres de la matrice (2.75).

Les amplitudes QRPA s'écrivent alors :

$$\psi_{kl}^{n\pi(\gamma)} = \frac{\sum_p F_{kl}^{p\pi(\gamma)} [D_p^+ + (-)D_p^-]}{E_{kl}^{\pi(\gamma)} - \hbar\omega_n}, \quad \phi_{kl}^{n\pi(\gamma)} = \frac{\sum_p \phi_p F_{kl}^{p\pi(\gamma)} [D_p^+ + (-)D_p^-]}{E_{kl}^{\pi(\gamma)} + \hbar\omega_n}. \quad (2.76)$$

2.2.3.b-Equations QRPA : cas des noyaux impairs

Le vide du système de particules impair est défini par :

$$|qp\rangle = \alpha_a^+ |0\rangle, \quad (2.77)$$

où $|0\rangle$ est le vide de quasi-particules dans le système de particules pair.

L'état $|qp\rangle$ est l'état du vide pour la base des opérateurs :

$$\beta_i = \begin{cases} \alpha_i, & i \neq a \\ \alpha_i^+, & i = a \end{cases} \quad (2.78)$$

Utilisant l'expression $a_k^+ = \sum_i (U_k^i \alpha_i^+ + V_k^i \alpha_i)$ et en gardant seulement les termes proportionnels aux opérateurs de création et d'annihilation de paires de quasi-particules, on obtient:

$$a_k^+ a_l = \sum_i (\bar{U}_k^i \bar{V}_l^j \beta_i^+ \beta_j^+ + \bar{V}_k^i \bar{U}_l^j \beta_i \beta_j) \quad (2.79)$$

$$\bar{U}_k^i = \begin{cases} U_k^i, & i \neq a \\ V_k^i, & i = a \end{cases}, \quad \bar{V}_k^i = \begin{cases} V_k^i, & i \neq a \\ U_k^i, & i = a \end{cases}$$

Le terme de l'énergie cinétique dans l'hamiltonien peut alors être réécrit sous la forme :

$$\sum_{i=1}^A \varepsilon_i \alpha_i^+ \alpha_i = \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq a}}^A \varepsilon_i \alpha_i^+ \alpha_i + \varepsilon_a \alpha_a^+ \alpha_a = \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq a}}^A \varepsilon_i \beta_a^+ \beta_a - \varepsilon_a \beta_a^+ \beta_a + \varepsilon_a \quad (2.80)$$

$$\text{Avec } \bar{\varepsilon}_i = \begin{cases} \varepsilon_i, & i \neq a \\ -\varepsilon_i, & i = a \end{cases}$$

2.2.3.c Transitions QRPA :

Les éléments de matrice de l'opérateur général de transition entre l'état fondamental et un état à un phonon sont donnés par:

$$\langle |O_n M_{\lambda\mu}| \rangle \quad (2.81)$$

où :

$M_{\lambda\mu}$ est un opérateur à un corps et $| \rangle$ est le vide de phonon :

$$M_{\lambda\mu} = \sum_{\tau} M_{\lambda\mu}^{\tau}(s = +1) + M_{\lambda\mu}^{\tau}(s = -1), \quad \text{pour } \gamma \neq 0, \quad (2.82)$$

$$M_{\lambda 0} = \sum_{\tau} M_{\lambda 0}^{\tau}(s = \pm 1) \quad (2.83)$$

En fonction des opérateurs à bosons définis en (2.58), l'opérateur de transition s'écrit:

$$M_{\lambda\mu} = \sum_{\tau} \sum_{s=\pm 1, -1} \sum_{ij} e_{eff}(\tau) T_{ij}^{\lambda\gamma}(s\tau) (b_{ij}^+ + \theta b_{ij}), \quad (2.84)$$

où :

$e_{eff}(\tau)$ est la charge effective proton et neutron indiquée par τ ,

$$T_{ij}^{\lambda\gamma}(s\tau) = \frac{1}{2} \sum_{12} \langle 1 | M_{\lambda\gamma}^{\tau}(s) | 2 \rangle (A_1^i B_2^j - \theta A_2^j B_1^i) \quad (2.85)$$

La sommation porte sur les indices de particules individuelles, A et B sont les coefficients de Bogoliubov et la phase θ obéit aux mêmes règles que ϕ_p dans le cas des éléments de matrice pour l'opérateur multipolaire (2.54) :

$$\theta = \begin{cases} 1, & \text{si } M_{\lambda\mu}^{\tau}(s) \text{ est hermitique} \\ -1, & \text{si } M_{\lambda\mu}^{\tau}(s) \text{ est anti-hermitique} \end{cases} \quad (2.86)$$

Appliquant les relations de commutation pour les opérateurs bosons (2.58) et utilisant la structure des opérateurs phonons QRPA (2.65), on obtient :

$$\langle | O_n M_{\lambda\mu} | \rangle = \sum_{\tau} \sum_{ij} T_{ij}^{\lambda\gamma}(s\tau) (\psi_{kl}^{n\tau} + \theta \phi_{kl}^{n\tau}). \quad (2.87)$$

Utilisant l'équation (14), on obtient :

$$\langle | O_n M_{\lambda\mu} | \rangle = \sum_{\tau} \sum_{p\tau_1} \kappa_{\tau_1\tau}^p X_p^{t\tau} D_{\tau_1}^p, \quad (2.88)$$

où :

$$X_p^{t\tau} = \sum_{kl} \frac{T_{kl}^{\lambda\gamma}(\tau) F_{kl}^{p\tau}}{(E_{kl}^{\tau})^2 - (\hbar\omega_n)^2} (\delta_{\phi_p\theta,1} E_{kl}^{\tau} + \delta_{\phi_p\theta,-1} \hbar\omega_n) \quad (2.89)$$

l'indice s a été omis, toutes les quantités dans cette expression étant reliées à un s unique.

Effectuant une symétrisation similaire à celle des équations (2.72) et (2.73) :

$$X_p^t(\pm) = X_p^{t\pi} \pm X_p^{t\gamma} \quad (2.90)$$

on déduit finalement:

$$\langle |O_n M_{\lambda\mu}| \rangle = \sum_p (X_{p_1}^t (+) D_p^+ + X_p^t (-) D_{p_1}^-) \quad (2.91)$$

Dans le chapitre 5, nous reviendrons sur le modèle QRPA afin de l'appliquer dans l'interprétation des transitions dipolaires observées dans le spectre de diffusion des photons par le noyau ^{89}Y .

Chapitre 3: Résonance de fluorescence nucléaire. Formalisme

La diffusion des photons par un noyau ou photo-excitation permet d'étudier la spectroscopie des niveaux de bas spin grâce au faible transfert de moment angulaire. Les transitions mises en jeu sont essentiellement dipolaires ; la méthode des résonances de fluorescence nucléaire (NRF) est bien adaptée à cette étude [Metz59,Knei96].

Dans cette méthode, le noyau est excité à l'aide d'un faisceau de photons de Bremsstrahlung, rayonnement d'énergie continue produit lors du ralentissement d'un faisceau d'électrons dans une cible épaisse qui constitue le radiateur. Un électron d'énergie cinétique initiale T_e passant à proximité d'un noyau de charge Z subit l'influence du champ électrique créé par celui-ci (Fig3.1). Il subit alors une décélération générant ainsi un rayonnement électromagnétique d'énergie $h\nu = T_e - T_e'$ où T_e' est l'énergie cinétique finale de l'électron. Les énergies rayonnées $h\nu$ ont des valeurs continues allant du minimum lorsque l'électron passe loin du noyau jusqu'à la valeur maximale $h\nu_{\max} = T_e$ lorsque toute l'énergie cinétique de l'électron est transformée en rayonnement. Le spectre d'énergie des photons émis correspondant est donc continu, la section efficace de Bremsstrahlung étant proportionnelle à Z^2 [Heit84].

Dans les expériences NRF, les niveaux photo-excités étudiés sont ceux qui se désexcitent par transition gamma vers l'état fondamental en passant ou non par un ou plusieurs niveaux intermédiaires, la probabilité diminuant rapidement avec l'énergie de la transition.

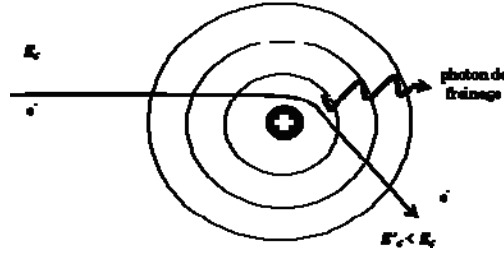


Fig. 3.1 : Description schématique du rayonnement de Bremsstrahlung

Un autre mode concurrent de décroissance consiste en l'émission de transitions inélastiques.

L'étude des spectres de diffusion résonnante gamma peuvent permettre de déduire :

- *l'énergie d'excitation E_x des niveaux atteints ,
- *les rapports d'embranchement de décroissance γ vers les niveaux fondamental et excités.
- *la multipolarité de la transition, le spin et la parité du niveau excité J_x ,
- *les probabilités de transitions réduites $B(\pi L)$ et l'intensité de la transition

3.1 Sections efficaces de diffusion, largeur de transitions et probabilités de transitions réduites :

La section efficace d'excitation d'un niveau d'énergie E_x par un photon d'énergie E et sa désexcitation vers un niveau intermédiaire par émission de rayonnements gamma à l'angle de diffusion θ , présente une forme résonnante de type Breit-Wigner [Metz59]:

$$\sigma(E, \theta) = \pi \tilde{\lambda}^2 \cdot \frac{2J_x + 1}{2(2J_0 + 1)} \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{(E - E_x)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \frac{W(\theta)}{4\pi} \quad (3.1)$$

Expression où J_0 est le spin de l'état fondamental, J_x le spin de l'état excité, Γ_0 , Γ_f sont les largeurs de transition partielle vers l'état fondamental et l'état intermédiaire respectivement.

$\Gamma = \Gamma_0 + \sum_f \Gamma_f$ est la largeur du niveau excité, la sommation portant sur tous les niveaux intermédiaires ; Γ et la durée de vie moyenne τ du niveau sont liés par $\Gamma \cdot \tau = \hbar$.

$W(\theta)$ est la distribution angulaire des gamma émis, θ est l'angle de diffusion formé par les directions des photons incident et diffusé.

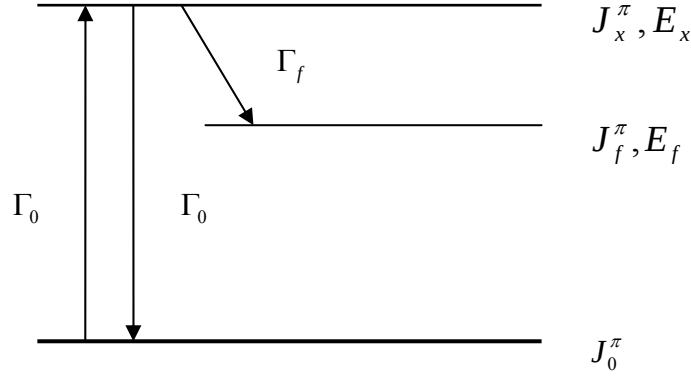


Figure 3.2 : Quantités caractérisant la section efficace de diffusion des photons.

Dans le cas d'une diffusion élastique, le niveau excité se désexcite directement sur le niveau fondamental, la section efficace correspondante s'écrit alors :

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E, \theta) = \pi \hbar^2 \cdot \frac{2J_x + 1}{2(2J_0 + 1)} \frac{\Gamma_0^2}{(E - E_x)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \frac{W(\theta)}{4\pi} \quad (3.2)$$

La sommation sur tous les niveaux intermédiaires (y compris le niveau fondamental) (eq.3.1) donne la section efficace d'absorption résonnante des photons d'énergie E :

$$\sigma_{\gamma}(E, \theta) = \pi \hbar^2 \cdot \frac{2J_x + 1}{2(2J_0 + 1)} \frac{\Gamma_0 \Gamma}{(E - E_x)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \frac{W(\theta)}{4\pi} \quad (3.3)$$

La section efficace d'une diffusion élastique peut alors s'exprimer en fonction de la section efficace d'absorption comme:

$$\sigma_{\gamma}(E, \theta) = \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \cdot \sigma_{\gamma\gamma}(E, \theta) = b_0 \sigma_{\gamma\gamma}(E, \theta) \quad (3.4)$$

où b_0 est le rapport d'embranchement du niveau excité vers le niveau fondamental.

La résonance décrite par la fonction de Breit-Wigner présente un élargissement dû à l'effet Doppler résultant de la distribution des vitesses thermiques v des noyaux. L'énergie du rayonnement γ incident est donnée avec une bonne approximation par : $E' \approx E(1 \pm \frac{v}{c})$ pour la détection à 90° par rapport à la direction du γ émis.

Les vitesses des noyaux sont supposées distribuées suivant une fonction de Maxwell [Metz59] :

$$w(v)dv = \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2kT}\right)dv \quad (3.5)$$

M est la masse des noyaux cibles, k est la constante de Boltzmann et T la température de la cible.

La distribution en énergie des rayonnements γ incidents s'écrit alors :

$$w(E')dE' = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} \exp\left(-\left[\frac{E' - E}{\Delta}\right]^2\right) dE' \quad (3.6)$$

En posant $\Delta = \left(\frac{E}{c}\right) \sqrt{\frac{2kT}{M}}$ qui représente la largeur Doppler.

La section efficace d'absorption est alors moyennée sur toutes les énergies E' des gammas incidents :

$$\sigma_{\gamma}^D(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(E') w(E') dE' = \sigma_{\max} \psi(x, t) \quad (3.7)$$

où :

$$\sigma_{\max} = \pi \lambda^2 \frac{2(2J_x + 1)}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0}{\Gamma}$$

$$\Psi(x, t) = \left[\frac{1}{2\sqrt{\pi t}} \right] \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[-(x-y)^2/4t]}{1+y^2} dy$$

$$x = \frac{2(E - E_x)}{\Gamma}, \quad t = \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2, \quad y = \frac{2(E' - E_x)}{\Gamma}$$

$\sigma_{\gamma}^D(E)$ est alors la “forme Doppler” de la section d'absorption.

Dans le cas de grandes valeurs de t ($\Delta \gg \Gamma$), $\Psi(x, t)$ peut être écrite [MetZ59] :

$$\psi(x, t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{t}} \exp\left[-\frac{x^2}{4t}\right] \quad (3.8a)$$

$$\text{avec : } \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x, t) dx = \pi \text{ indépendamment de } t. \quad (3.8b)$$

La largeur Doppler Δ calculée dans le cas d'un photon incident d'énergie 2 MeV sur un noyau cible d' ^{89}Y à la température ambiante est de 1500 meV, la largeur du niveau représente seulement quelques meV, la condition (3.8) est alors vérifiée. La section efficace d'absorption peut alors s'écrire :

$$\sigma_{\gamma}^D(E) = \sigma_{\max} \cdot \left(\frac{\Gamma\sqrt{\pi}}{2\Delta}\right) \exp\left(-\left[\frac{E - E_x}{\Delta}\right]^2\right) \quad (3.9)$$

Considérant l'équation 3.8b, la section efficace d'absorption intégrée s'écrit alors :

$$\int_0^{+\infty} \sigma_{\gamma}^D(E) dE = \sigma_{\max} \cdot \pi \cdot \frac{\Gamma}{2} = \pi^2 \lambda^2 \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} \Gamma_0 \quad (3.10)$$

La section efficace intégrée ne dépend pas de la largeur Doppler Δ et par conséquent ne dépend pas de la température de la cible.

La section efficace de diffusion élastique totale intégrée sur une résonance individuelle est alors (eq3.4) :

$$I_s = b_0 \int_0^{\infty} \sigma_{\gamma}^D(E) dE = \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1} \left(\frac{\pi \hbar c}{E_x} \right)^2 \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} \quad (3.11)$$

Cette expression montre que la mesure de la section efficace de diffusion élastique I_s , nous permet d'extraire la largeur naturelle Γ_0 du niveau fondamental si le rapport d'embranchement (Γ_0/Γ) est connu ainsi que J_x .

La largeur naturelle Γ_0 étant proportionnelle aux probabilités de transitions réduites $B(\pi L, E_{\gamma}) \uparrow$ ($\pi = E$ ou M), celles-ci sont alors calculées [Ring80] à partir de:

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\pi L=1}^{\infty} \frac{(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot g \cdot \left(\frac{E_x}{\hbar c} \right)^{2L+1} \cdot B(\pi L, E_x) \uparrow \quad (3.12)$$

Avec g = facteur statistique de spin, $g = \frac{2J_x + 1}{2J_0 + 1}$

Lors de la désexcitation des noyaux, seules les transitions E1, M1 ou E2 sont généralement observées. Dans le cas de noyaux pairs, les largeurs de transition et les probabilités de transition sont reliées par:

$$B(E1) \uparrow = 2.866 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\Gamma_0}{E_{\gamma}^3} [e^2 fm^2] \quad (3.13)$$

$$B(M1) \uparrow = 0.2598 \cdot \frac{\Gamma_0}{E_{\gamma}^3} [\mu_N^2] \quad (3.14)$$

$$B(E2) \uparrow = 6201 \frac{\Gamma_0}{E_{\gamma}^5} [e^2 fm^4] \quad (3.15)$$

relations où l'énergie E_{γ} est exprimée en MeV et la largeur de transition Γ_0 en [meV, milli-électronvolts] [Knei96].

Les probabilités de transition d'excitation $B(\pi L) \uparrow = B(\pi L; J_0 \rightarrow J)$ et de désexcitation $B(\pi L) \downarrow = B(\pi L; J \rightarrow J_0)$ sont telles que:

$$B(\pi L) \uparrow = g.B(\pi L) \downarrow \quad (3.16)$$

3.2 Distributions angulaires et détermination des spins :

Les spins des niveaux excités peuvent être déterminés en mesurant les distributions angulaires $W(\theta)$ des photons diffusés. Dans le cas d'un faisceau de photons incidents de Bremsstrahlung non polarisés, la distribution ne dépend que de l'angle de diffusion θ , elle est donnée par l'expression [Fagg59] :

$$W(\theta) = \sum_{\gamma=0,2,4..}^{\min(2J, 2L_1, 2L_2)} A_\gamma(1).A_\gamma(2).P_\gamma(\cos \theta) \quad (3.17)$$

$P_\gamma(\cos \theta)$ étant les polynômes de Legendre d'ordre $\gamma \equiv L$.

Les coefficients $A_\gamma(1)$ décrivent, dans le canal d'entrée, les propriétés du photon de multipolarités L_1 et $L_1' = L_1 + 1$ et de coefficient de mélange de multipolarité δ_1 . Les coefficients $A_\gamma(2)$ jouent le même rôle pour le photon résonnant diffusé de multipolarité L_2 et $L_2' = L_2 + 1$ et de coefficient de mélange multipolaire δ_2 :

$$A_\gamma(1) = \left(\frac{1}{1 + \delta_1^2} \right) \left\{ F_\gamma(L_1 L_1 J_0 J) + 2.\delta_1.F_\gamma(L_1 L_1' J_0 J) + \delta_1^2.F_\gamma(L_1' L_1' J_0 J) \right\} \quad (3.18)$$

$$A_\gamma(2) = \left(\frac{1}{1 + \delta_2^2} \right) \left\{ F_\gamma(L_2 L_2 J_f J) + 2.\delta_2.F_\gamma(L_2 L_2' J_f J) + \delta_2^2.F_\gamma(L_2' L_2' J_f J) \right\} \quad (3.19)$$

Les coefficients F sont définis dans la référence [Sieg65].

Le coefficient de mélange $\delta_1(\delta_2)$ est défini [Fagg59] :

$$\delta_{1(2)} = \frac{\langle \Psi_f | L_{1,2} | \psi_i \rangle}{\langle \Psi_f | L_{1,2} | \psi_i \rangle}$$

3.2.1 Cas des noyaux pair-pair:

Le spin et la parité J_0^π de l'état fondamental des noyaux pair-pair étant 0^+ , seuls les niveaux de spins 1 et 2 peuvent être excités dans les réactions $((\gamma, \gamma'))$ et dans le cas de diffusions élastiques, les transitions observées sont de nature dipolaire (séquence de spin 0-1-0) ou quadrupolaires (séquence de spin 0-2-0) pures.

Les distributions angulaires correspondantes s'écrivent comme :

$$W(\theta)_{Dipol.} = \frac{3}{4} \cdot (1 + \cos^2 \theta) \quad (3.20)$$

$$W(\theta)_{Quadr.} = \frac{5}{4} \cdot (1 - \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) \quad (3.21)$$

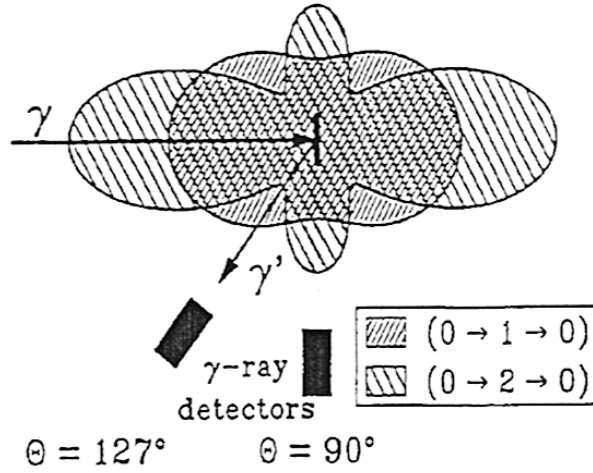


Fig.3.3 : Distributions angulaires des photons diffusés par des noyaux pair-pair dans le cas des transitions dipolaires et quadrupolaires pures [Kreis96].

La figure 3.3 montre le profil des distributions angulaires en coordonnées polaires (r, θ) . Ce profil indique que la mesure de l'intensité des gammas diffusés à deux angles différents peut permettre de déduire le spin du niveau atteint lors de l'excitation.

Le rapport des intensités est maximal pour $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 127^\circ$; $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ est égal à 0.73 et 2.28 dans le cas de transitions dipolaires et quadrupolaires pures respectivement ; les valeurs réelles obtenues sont légèrement différentes de celles-ci compte tenu notamment de l'ouverture angulaire des détecteurs.

3.2.2 Cas des noyaux impairs :

Les distributions angulaires des gammas diffusés par des noyaux de spins demi-entiers, sont en général isotropes ; la détermination des spins des états excités est alors très difficile dans les expériences NRF. Elle n'est possible sans ambiguïté que dans le cas des noyaux d'état fondamental $J_0 = 1/2$ pour les transitions intenses. En effet, dans ce cas, les seuls niveaux qui peuvent être atteints par photoexcitation sont ceux de spin $1/2$, $3/2$ et $5/2$; les distributions angulaires $W(\theta)$ pour les 3 séquences sont données ci-dessous :

$$W(\theta) = 1 \quad (\text{distribution isotrope}) \quad (3.22)$$

pour la séquence $1/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 1/2$

$$W(\theta) = 1 + \left(\frac{1}{1+\delta^2}\right)^2 \times (3\cos^2\theta - 1) \times \left(\frac{1}{8} - \frac{\sqrt{3}}{2}\delta + \frac{5}{4}\delta^2 + \frac{\sqrt{3}}{2}\delta^3 + \frac{\delta^4}{8}\right) \quad (3.23)$$

pour la séquence $1/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2$

$$W(\theta) = 1 + \left(\frac{1}{1+\delta^2}\right)^2 \times \frac{(3\cos^2\theta - 1)}{14} \times (2 - 4\sqrt{2}\delta + 10\delta^2 + \frac{12}{\sqrt{2}}\delta^3 + \frac{9}{2}\delta^4) \\ + \left(\frac{1}{1+\delta^2}\right)^2 \times \frac{(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)}{168} \times (8 - 40\sqrt{2}\delta + 96\delta^2 + \frac{20}{\sqrt{2}}\delta^3 + \frac{\delta^4}{2}) \quad (3.24)$$

pour la séquence $1/2 \rightarrow 5/2 \rightarrow 1/2$

Les spins des états intervenant dans la photo-excitation peuvent être déterminés à l'aide de méthodes graphiques [Sted01] où les valeurs calculées de $W(90^\circ)/W(150^\circ)$ sont représentées en fonction de $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ pour les différentes valeurs du coefficient de mélange multipolaire δ et pour les 3 séquences de spins possibles (fig. 3.4) ; la mesure de l'intensité à 3 angles est donc nécessaire dans cette méthode.

Pour les états photo-excités de spin $1/2$ (séquence $1/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 1/2$), la distribution angulaire des photons diffusés est isotrope, le mélange multipolaire étant nul (eq.3.21), le rapport des intensités vaut alors 1 (carré sur la figure 3.4).

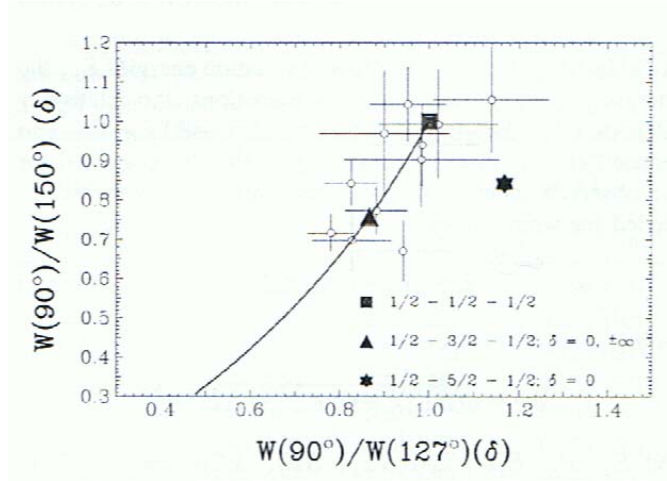


Fig 3.4 : Rapports des intensités $W(90^\circ)/W(150^\circ)$ en fonction de $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ à différentes valeurs du mélange multipolaire δ dans le cas d'un noyau d'état fondamental de spin 1/2. La ligne continue donne les valeurs prévues dans le cas où les états photo-excités sont de spin 3/2 (séquence 1/2-3/2-1/2), le triangle indique les cas particuliers de mélange $\delta = 0, \pm\infty$. Le carré présente la localisation de la séquence de spin 1/2-1/2-1/2. L'étoile correspond à la transition E2 pure pour la séquence 1/2-5/2-1/2. [Brys00].

Dans le cas où le spin des états photo-excités est 5/2 (séquence $1/2 \rightarrow 5/2 \rightarrow 1/2$), les transitions correspondantes sont quadrupolaires électriques pures E2 (étoile sur la fig.3.4), les transitions M2, E3, M3 étant de probabilité très faible, leur intensité est inférieure à la limite de détection.

Dans le cas de la séquence $1/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2$, suivant les règles de sélection les transitions de multipolarité 1 et 2 peuvent être observées, toutefois l'intensité des transitions M2 est souvent très faible et inférieure à la limite de détection dans les expériences NRF. Les rapports des intensités de cette séquence sont représentés sur la fig. 3.4 où le coefficient du mélange δ varie de $-\infty$ à $+\infty$; les limites de ces rapports (0.48, 0.30) et (1,1) sont obtenus pour des coefficients de mélange δ égaux à -0.57 et 0.27 respectivement (pour des valeurs de δ plus petites ou plus grandes, les points se situent sur la ligne continue entre les valeurs de ces rapports limites). Dans le cas d'une transition pure E1 (ou M1) correspondant à un coefficient de mélange $\delta = 0$, et dans le cas d'une transition pure M2 (ou E2) correspondant à $\delta = \pm\infty$, les rapports des intensités $W(90^\circ)/W(150^\circ)$ et $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ calculées à partir

de l'éq. (3.22) pour le niveau 3/2 de parité négative (ou positive) donnent la même valeur (triangle sur la fig.3.4).

Pour le noyau ^{89}Y étudié ici, nous avons mesuré les intensités aux angles 90° et 127° ; en considérant les transitions pures, le rapport $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ est égal à 0.87 pour la séquence $1/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2$ et 1.15 pour la séquence $1/2 \rightarrow 5/2 \rightarrow 1/2$.

3.3 Section efficace de Bremsstrahlung

Nous utilisons dans ce paragraphe les notations de la référence [Koch59] (figure 3.5) et nous supposons le radiateur d'épaisseur petite.

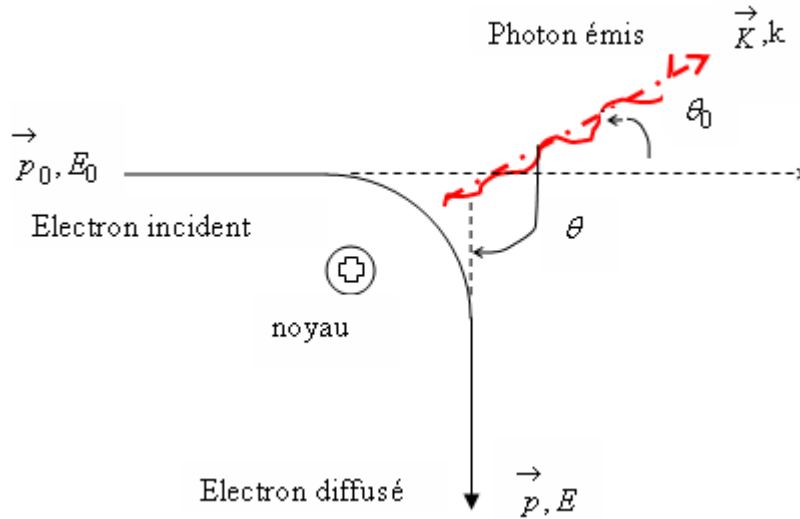


Figure 3.5 : Cinématique de l'émission de photons de Bremsstrahlung. Les angles sont définis par rapport à la direction du vecteur d'onde $\vec{K}$ du photon émis.

La section efficace différentielle de Bremsstrahlung $d\sigma$ pour l'émission d'un photon est proportionnelle à la probabilité de transition par atome et par électron et inversement proportionnelle à l'énergie cinétique de l'électron incident:

$$d\sigma = \frac{137 \cdot r_0^2}{(2\pi)^4} \frac{p E_0 E}{p_0} \left| \int \psi_f^* (\lambda^* \cdot \alpha) e^{-iK \cdot r} \cdot \psi_i d\tau \right|^2 k dk d\Omega_k d\Omega_p \quad (3.25)$$

E_0 et E sont les énergies initiale et finale totales de l'électron en unités $m_0 c^2$;

p_0 et p sont les impulsions initiale et finale de l'électron en unités $m_0 c$;

k est l'énergie du photon émis en unités m_0c^2 ;

$d\Omega_k = \sin\theta_0 d\theta_0 d\Phi$ est l'élément d'angle solide dans la direction $\vec{K}$, quantité de mouvement du photon émis ;

$d\Omega_p = \sin\theta d\theta d\Phi$ est l'élément d'angle solide dans la direction $\vec{p}$;

$r_0 = e^2 / m_0 c^2$ est le rayon classique de l'électron ;

Ψ_i et Ψ_f sont les fonctions d'ondes de Dirac de l'électron dans l'état initial et l'état final respectivement ;

λ est l'unité du vecteur de polarisation du photon émis ;

α est la matrice de Dirac.

L'approximation de Born donne la section efficace avec une précision relativement acceptable. Elle utilise une forme analytique relativement simple des fonctions d'ondes d'une particule libre à des énergies relativistes et non relativistes avec ou sans écrantage de l'atome.

Cependant cette procédure est moins fiable si

- a) le numéro atomique du radiateur est grand,
- b) l'énergie de l'électron incident est faible,

Cette approximation donne des sections efficaces 10% (radiateur en Pb) plus élevées que les valeurs réelles dans le domaine des énergies relativistes et des valeurs sous-estimées à très basse énergie; entre 4 et 10 MeV des termes correctifs sont utilisés pour améliorer l'accord avec les valeurs expérimentales.

Dans l'approximation de Born, la section efficace de Bremsstrahlung différentielle en l'énergie k du photon déduite par Bethe et Heitler se présente sous la forme suivante [Beth34]:

$$\begin{aligned}
 d\sigma_k = & \frac{Z^2 r_0^2}{137} \frac{dk}{k} \frac{p}{p_0} \left\{ \frac{4}{3} - 2EE_0 \left(\frac{p^2 + p_0^2}{p^2 p_0^2} \right) + \frac{\varepsilon_0 E}{p_0^3} + \frac{\varepsilon E_0}{p^3} - \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{p_0 p} \right. \\
 & \left. + L \left[\frac{8E_0 E}{3 p_0 p} + \frac{k^2 (E_0^2 E^2 + p_0^2 p^2)}{p_0^3 p^3} + \frac{k}{2 p_0 p} \left(\left(\frac{E_0 E + p_0^2}{p_0^3} \right) \varepsilon_0 - \left(\frac{E_0 E + p^2}{p^3} \right) \varepsilon + \left(\frac{2k E_0 E}{p^2 p_0^2} \right) \right) \right] \right\}
 \end{aligned}
 \tag{3.26}$$

Où: $L = 2 \ln \left[\frac{E_0 E + p_0 p - 1}{k} \right]$, $\varepsilon_0 = \ln \left(\frac{E_0 + p_0}{E_0 - p_0} \right)$, $\varepsilon = \ln \left(\frac{E + p}{E - p} \right)$

Une représentation graphique en fonction de l'énergie du photon et de l'énergie de l'électron incident est donnée dans la figure (3.6).

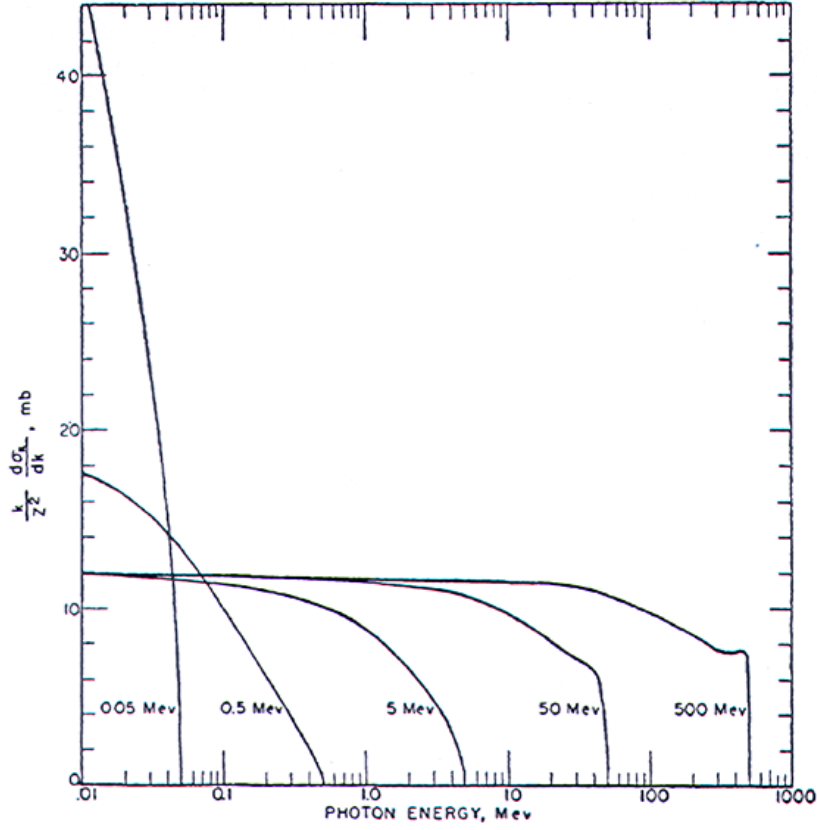


Figure 3.6 : Variations des sections efficaces intégrées sur les directions des photons émis, calculées à l'aide de l'approximation de Born, en fonction de l'énergie des photons et de l'électron [Koch59].

Pour améliorer l'accord des sections efficaces calculées avec les résultats expérimentaux, plusieurs corrections ont été apportées à ces relations. Ces corrections, applicables chacune dans un domaine particulier d'énergie : coulombienne, aux limites des hautes fréquences et effet d'écran.

1) La correction coulombienne tient compte du fait que des électrons diffusés peuvent être capturés dans des orbites de Rydberg.

1.a: dans la région des énergies non relativistes ($T_0 \ll 1$) un facteur multiplicatif de correction coulombienne est introduit par Elwert

[Elwe39]: $f_E = \frac{\beta_0 \{1 - \exp[-(2\pi Z / 137 \beta_0)]\}}{\beta \{1 - \exp[-(2\pi Z / 137 \beta)]\}}$

expression où β_0 et β sont les vitesses par rapport à c de l'électron à l'état initial et à l'état final respectivement. Le facteur d'Elwert est applicable aux énergies inférieures à 0.1 MeV et permet d'atteindre une précision de l'ordre de 10%.

1.b dans la région d'énergies comprises entre 0.1 MeV et 2 MeV, la correction est estimée empiriquement ;

1.c dans la région d'énergies supérieures, un terme complémentaire est ajouté à l'expression de la section efficace donnée par:

$$\Delta = -\frac{4Z^2 r_0^2}{137} \frac{dk}{k} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \right] f(Z) \quad \text{où} \quad f(Z) = 1.20(Z/137)^2 \quad \text{pour } Z \text{ faible et}$$

$f(Z) = 0.925(Z/137)^2$ pour Z grand. Ce terme complémentaire est indépendant du type d'approximation utilisée pour tenir compte de l'effet d'écran des électrons.

2) A la limite des hautes fréquences, les corrections introduites par Fano [Fano58] permettent de retrouver une valeur finie pour la section efficace alors que l'approximation de Born conduit à une valeur nulle.

3) L'effet d'écran des électrons entourant le noyau est plus important dans les régions d'énergies cinétiques non relativistes ($T < 10 \text{ keV}$) et très relativistes ($T > 5 \text{ MeV}$).

Les corrections apportées dans le cas très relativiste où $E_0, E, k \gg 1$, conduisent à multiplier la section efficace par le facteur $[1 - F_e]^2$, F_e est le facteur de forme des électrons atomiques ($F_e(q, Z) = \frac{4\pi}{Ze} \int \rho(r) \left(\frac{\sin qr}{qr} \right) r^2 dr$, $\rho(r)$ étant la densité de charge électrique).

Pour le calcul de l'effet d'écran, Bethe et Heitler [Beth34] ont considéré les 3 cas suivants : effet d'écran complet ($\gamma \approx 0$), effet d'écran intermédiaire ($\gamma < 2$ ou $2 < \gamma < 15$) et sans effet d'écran ($\gamma \gg 1$) où $\gamma \cong \frac{r_{TM}}{q_{\min}}$, r_{TM} étant le rayon de Thomas-Fermi,

$$q_{\min} = p_0 - p - k.$$

Dans le cas de l'effet d'écran intermédiaire, les corrections sont calculées numériquement en utilisant les tables du facteur de forme atomique calculé dans le cadre du modèle de Thomas-Fermi.

Schiff [Schi51] considère un écrantage complet ($\gamma \approx 0$) dans tous les cas. Un facteur de forme $F_e(q, Z) = \left[1 + (aq)^2\right]^{-1}$ correspondant à un atome écranté de potentiel $V = \frac{Ze}{r} \exp(-r/a)$ ou $a = (111/Z^{1/3})$ est utilisé. Il note que comparé aux formules de l'écrantage intermédiaire l'écart est inférieur à 2% et ne dépasse pas 4% même lorsque Z est grand où l'écrantage est important.

Avec les corrections d'écrantage de Schiff [Schi51], la section efficace différentielle à l'énergie k du photon :

$$d\sigma_k = \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \frac{dk}{k} \left\{ \left(1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right) \left(\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \tan^{-1} b \right) + \frac{E}{E_0} \left[\frac{2}{b^2} \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \tan^{-1} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\}, \quad (2.27)$$

Où :

$$b = \left(\frac{2E_0 E Z^{1/3}}{111k} \right) \quad \text{et} \quad \frac{1}{M(0)} = \left(\frac{k}{2E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111} \right)^2.$$

Un exemple de spectre de Bremsstrahlung obtenu à l'aide de l'expression des sections efficaces de Schiff est représenté sur la figure 3.7.

Une expression de la section efficace différentielle de Bremsstrahlung valable de quelques MeV à une cinquantaine de MeV a été déduite [Roch72] en négligeant les corrections d'écrantage et en tenant compte des corrections coulombiennes à un ordre élevé.

Des tables de sections efficaces de Bremsstrahlung pour les énergies variant entre 1 keV et 2 MeV et pour des radiateurs de Z allant de 2 à 92 ont été publiées [Pratt77].

La correction due à l'écrantage conduit à la réduction de la section efficace de Bremsstrahlung à basse énergie des photons tandis que la correction coulombienne a pour effet d'accroître la section efficace à haute énergie des photons.

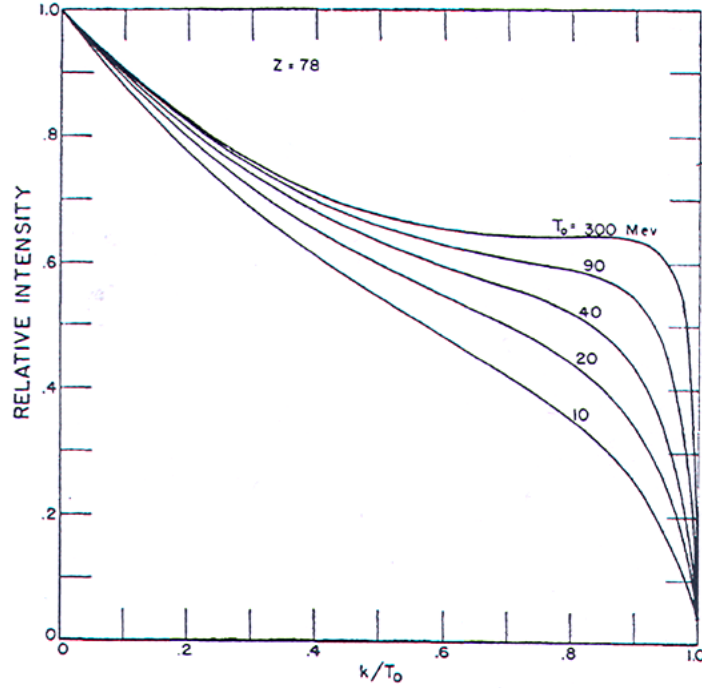


Figure 3.7: Spectre de Bremsstrahlung en fonction de l'énergie cinétique des électrons, radiateur en platine ($Z=78$) [Koch59] calculé en utilisant les expressions de Shiff.

Selter et Berger [Selt86] ont utilisé les données [Pratt77] et ceux issus des approximations de Davies, Bethe, Maxion et Olsen (DBMO) à des énergie au dessus de 50 MeV complétées par un facteur de correction coulombien de Elwert (par rapport à l'approximation de Born) et une limite des hautes fréquences donné par Jabbur et al[Jabb63] afin d'obtenir les sections efficaces dans le domaine d'énergie intermédiaire par des méthodes d'interpolation numériques (figure 3.8). Les approximations DBMO utilisent des fonctions d'ondes coulombiennes relativistes de Furry-Sommerfield-Maue.

L'interaction des électrons incidents avec le champ des Z électrons atomiques produit aussi un rayonnement de Bremsstrahlung. La section efficace correspondante est donnée par:

$$\frac{d\sigma_e}{dk} = \frac{4\alpha r_0^2 \chi_e}{k} \quad (3.28)$$

où χ_e est la section efficace de Bremsstrahlung avec l'un des électrons atomiques.

La somme des sections efficaces électron-noyau et électron-électron (e-e) s'écrit alors:

$$(4\alpha r_0^2)^{-1} k \frac{d\sigma}{dk} = Z^2 \chi_n + Z \chi_e = Z(Z + \eta) \chi_n \quad (3.29)$$

$$\text{où } \eta(Z, T_1, k) = \frac{d\sigma_e/dk}{(1/Z^2) d\sigma_n/dk}$$

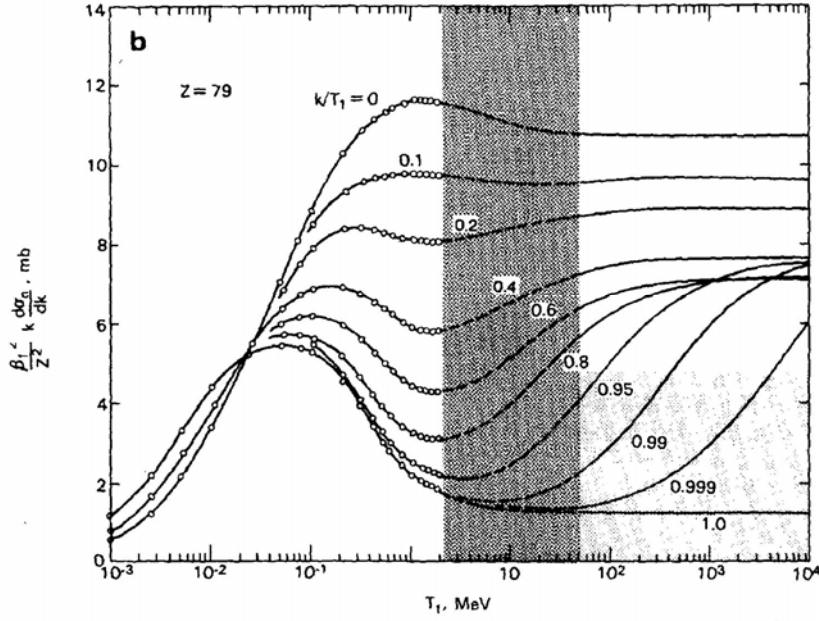


Figure 3.8: Résultats d'interpolation des sections efficaces de Bremsstrahlung à l'aide des données de Pratt et al à l'énergie cinétique des électrons au dessous de 2 MeV et ceux de l'approximation DBMO aux énergies au dessus de 50 MeV.[Selt85]

La section efficace e-e peut s'exprimer comme la somme d'une section efficace non écrantée (par les électrons atomiques) déduite par Haug et al[Haug75] et d'une correction due à l'écrantage: $\chi_e = \chi_e^{Haug} + \delta_{\text{écran}}^e$.

χ_e^{Haug} est la section efficace utilisant l'approximation de Born multipliée par le facteur

correctif $f_{e-e} = \frac{\beta_0 [\exp(2\pi\alpha/\beta_0) - 1]}{\beta [\exp(2\pi\alpha/\beta) - 1]}$ avec $\beta = p/E$

$$\delta_{\text{écran}}^e = \sum_{i=1}^2 g_i(E_0, E) \int_{q_0}^1 h_i(q) [S(q, Z) - 1] dq \quad [\text{Whel56}] \quad (3.30)$$

où:

$S(q)$ est une fonction déduite du modèle de Thomas-Fermi.

$$g_1 = 1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2, \quad g_2 = -\frac{2}{3} \frac{E}{E_0}$$

$$h_1 = \frac{(q - q_0)^2}{q^3}, \quad h_2 = \frac{q^3 - 6qq_0^2 \ln(q/q_0) + 3qq_0^2 - 4q_0^3}{q^4}$$

La contribution de la section efficace de Bremsstrahlung e-e relative au Bremsstrahlung e-noyau exprimé par est montré sur la figure 3.9.

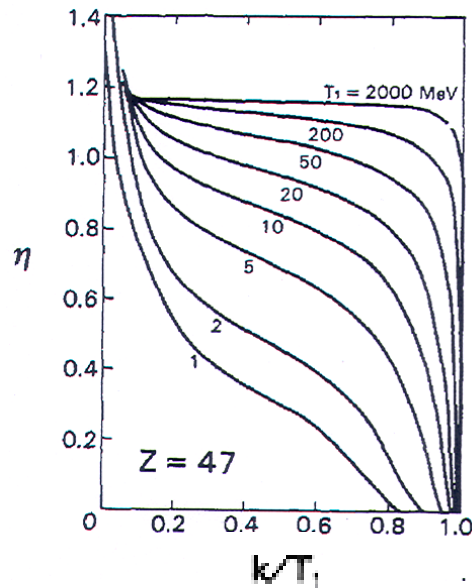


Figure 3.9: Contribution de la section efficace de Bremsstrahlung e-e [selt85].

A l'aide des relations de Bethe-Heitler donnant la section efficace de Bremsstrahlung, Al-Beteri et Reaside[Albe89] ont interpolé les données expérimentales des sections efficaces de Bremsstrahlung aux énergies $T_e < 5\text{MeV}$ et $T_e = 60\text{MeV}$ afin de déduire des fonctions de corrections empiriques due à l'écrantage.

La figure 3.10 présente une comparaison entre les spectres obtenus par Bethe-Heitler, Roche et Al-Beteri –Reaside.

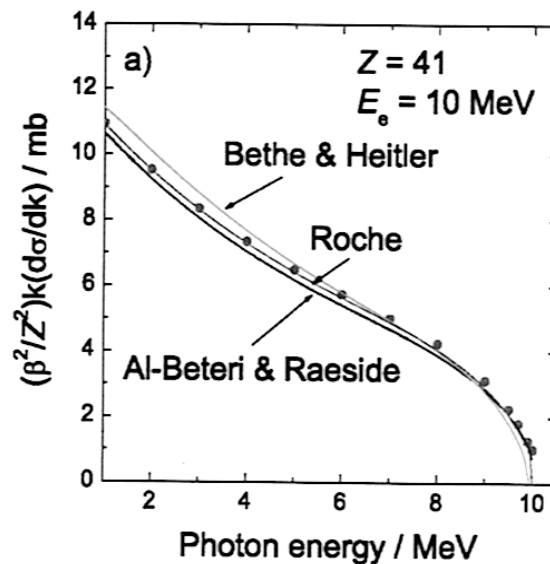


Figure 3.10 : Comparaison entre les spectres de Bremsstrahlung obtenus par Bethe-Heitler, Roche et Al-Beteri –Reaside [Albe89].

Dans les expériences NRF de ce travail, l'interpolation des données du flux de photons de Bremsstrahlung (voir chapitre 4) a été effectuée à l'aide du code de calcul [Haug07]. Ce code utilise les approximations de Roche et al.[Roch72] et inclut des corrections de l'écrantage calculées par Salvat et al[Salv87].

3.4 Polarisation de photons et détermination de la parité :

La parité, caractéristique importante d'un état nucléaire, est déterminée par des mesures de la polarisation.

Lorsque le faisceau incident est polarisé linéairement, la parité est déduite de la mesure de l'asymétrie azimutale des photons diffusés.

Lorsque les photons incidents ne sont pas polarisés, un dispositif utilisant des polarimètres Compton permet de mesurer la polarisation linéaire des photons diffusés.

Le rayonnement de Bremsstrahlung est partiellement linéairement polarisé [May51].

En effet, le vecteur champ électrique $\vec{E}$ des photons est dirigé préférentiellement perpendiculairement au plan d'émission des photons (défini par la direction du faisceau incident et la direction d'émission du photon) et aligné tangentielllement à la section droite du cône d'émission des électrons. L'angle pour lequel la polarisation est optimale est donné par

$\theta = \frac{m_0 c^2}{E_e}$ (rapport de l'énergie au repos de l'électron à son énergie totale). Un faisceau de photons polarisés linéairement peut donc être produit par un faisceau d'électrons frappant une cible mince de Bremsstrahlung sous un angle θ que l'on délimite à l'aide d'un collimateur (figure 3.11).

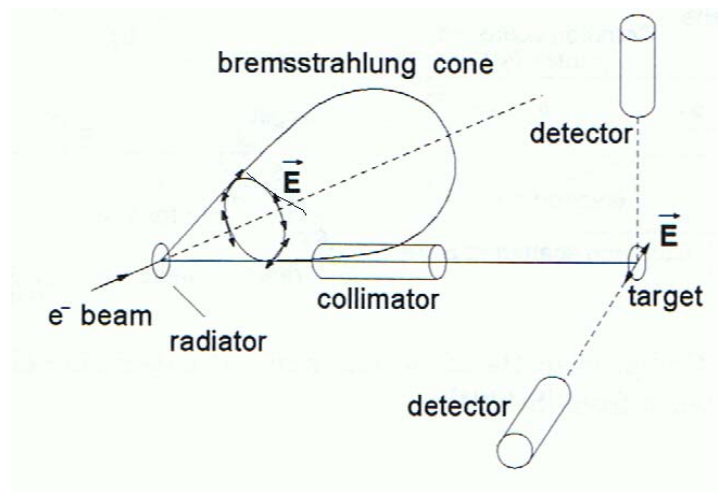


Fig 3.11: Principe de production d'un faisceau de Bremsstrahlung polarisé linéairement.

Chapitre 4 : Méthodes expérimentales

Les expériences du présent travail qui utilisent des réactions induites par des photons de Bremsstrahlung ont été réalisées auprès de l'accélérateur d'électrons supraconducteur ELBE (Electron Linear accelerator of high Brilliance and low Emittance) du Centre de recherche de Rossendorf (Dresde-Allemagne). Fonctionnel depuis 2002, cet accélérateur peut délivrer des faisceaux d'électrons d'énergie maximale 20 MeV et des courants d'intensité allant jusqu'à 1mA. Plusieurs améliorations ont été apportées aussi bien dans les installations de Bremsstrahlung que dans le site expérimental dans le but de minimiser les radiations du bruit de fond et les neutrons produits lors des expériences de diffusions de photons [Schi04, Schw05, Wagn05a-b, Ruse07].

Nous décrivons dans ce chapitre le dispositif expérimental que nous avons utilisé ainsi que les calculs de simulation (code GEANT) qui ont servi à déterminer plusieurs paramètres expérimentaux.

4.1 Simulation par la méthode de Monte Carlo et Code GEANT.

4.1.1 Principe de la méthode Monte Carlo :

4.1.1.1 Méthode d'inversion:

Considérons une variable aléatoire continue x sur un intervalle $[a,b]$ de densité de probabilité $P(x)$, la probabilité pour que la variable aléatoire x prenne une valeur inférieure à

X est donnée par :

$$F(X) = \text{Prob}(x \prec X) = \frac{\int_a^X P(x)dx}{\int_a^b P(x)dx} \quad (4.2)$$

De manière pratique, sachant que $0 \prec F(x) \prec 1$, la méthode d'inversion consiste à générer N fois un nombre aléatoire échantillon r^* ($0 \prec r^* \prec 1$) qui sera associé à $F(X)$ et qui a la même distribution que F puis à calculer X en résolvant l'équation :

$$r^* = F(X) \quad (4.3)$$

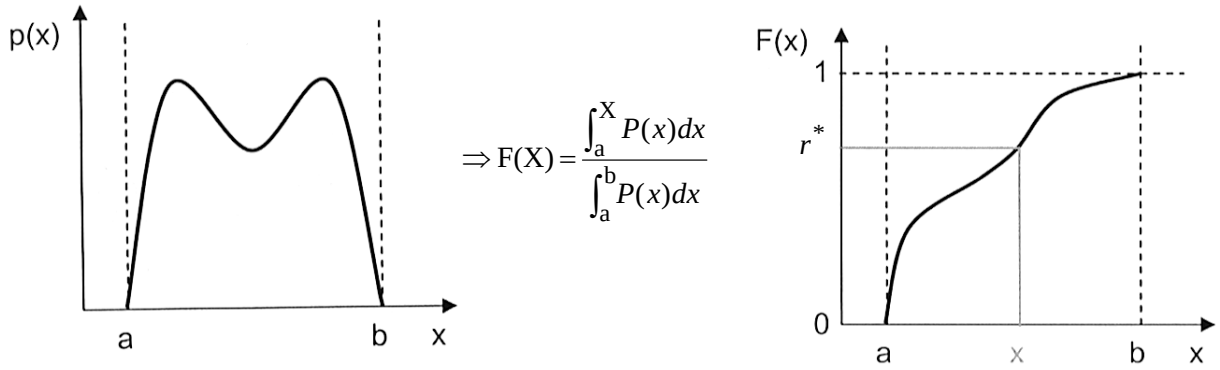


Figure 4.1 : Méthode d'inversion

Nous avons utilisé cette méthode pour estimer la distance X parcourue par une particule ou par un photon dans un milieu de coefficient d'atténuation $\mu = N\sigma$ (N = nombre de particules cibles par unité de volume, σ = section efficace du processus d'interaction) d'un point arbitraire jusqu'à la première interaction.

L'atténuation du faisceau étant décrite par : $n(x) = n_0 e^{-\mu x}$, la probabilité pour qu'une interaction ait lieu entre x et x+dx est : $p(x)dx = -\frac{dn}{n_0} = \mu e^{-\mu x} dx$.

$F(X) = \int_0^X p(x)dx = \int_0^X \mu e^{-\mu x} dx = 1 - e^{-\mu X}$ est la fonction de distribution de la probabilité pour qu'une interaction ait lieu à une distance $\leq X$.

L'échantillonnage de X est alors obtenu par :

$$r^* = F(X) = 1 - e^{-\mu X}$$

où $X = -\frac{1}{N\sigma} \ln(1-r^*) = -\frac{1}{N\sigma} \ln(r^{**})$, étant donné que : $0 \leq r^* \leq 1$,

$0 \leq (1-r^*) \leq 1$ est lui aussi aléatoire.

4.1.1.2 Méthode de réjection :

Dans le cas où la résolution analytique de l'équation (4.3) par la méthode d'inversion ne peut être faite, on utilise la méthode de réjection, l'intégrale $\int_0^X P(x)dx$ étant égale à la fraction du nombre de points (X_i, Y_i) sous la courbe (figur4.2).

Soient les échantillons $x_1, x_2, \dots$ d'une variable aléatoire X de densité de probabilité $P(x)$ définie sur un intervalle $[a, b]$ et telle que $f(x) < m$ (figure 4.2).

En générant indépendamment des échantillons aléatoires correspondants à deux distributions uniformes de densités, $P(u)$ et $P(v)$: $r^* = P(u) = 1/(b-a)$, $t^* = P(v) = 1/(m-a)$, les points de coordonnées dans un plan XY : $(X_1 = a + u_1, Y_1 = v_1), (X_2 = a + u_2, Y_2 = v_2) \dots \dots \dots$ sont obtenus successivement. Tous ces points tombent dans le rectangle compris entre les droites $x = a$, $x = b$, $f(x) = 0$ et $f(x) = m$, certains au dessus et d'autres au dessous de la courbe ; seuls les points qui font partie de l'aire sous la courbe de la distribution de probabilité sont conservés (figure 4.2).

La diffusion Compton est un exemple d'application de la méthode de réjection. La section efficace différentielle de diffusion de photons non polarisés de longueur d'onde λ sur un électron libre au repos est donnée par la relation de Klein-Nishina :

$$d\sigma = \pi r_0 \left(\frac{m_0 c}{h} \right) \left(\frac{\lambda}{\lambda'} \right)^2 \left[\frac{\lambda'}{\lambda} + \frac{\lambda}{\lambda'} - 1 + \left(1 - \frac{m_0 c}{h} \lambda' + \frac{m_0 c}{h} \lambda \right)^2 \right] d\lambda'$$

λ' est la longueur d'onde du photon diffusé à un angle θ par rapport à la direction d'incidence.

$$d\lambda' = \left(\frac{h}{m_0 c} \right) \sin \theta d\theta$$

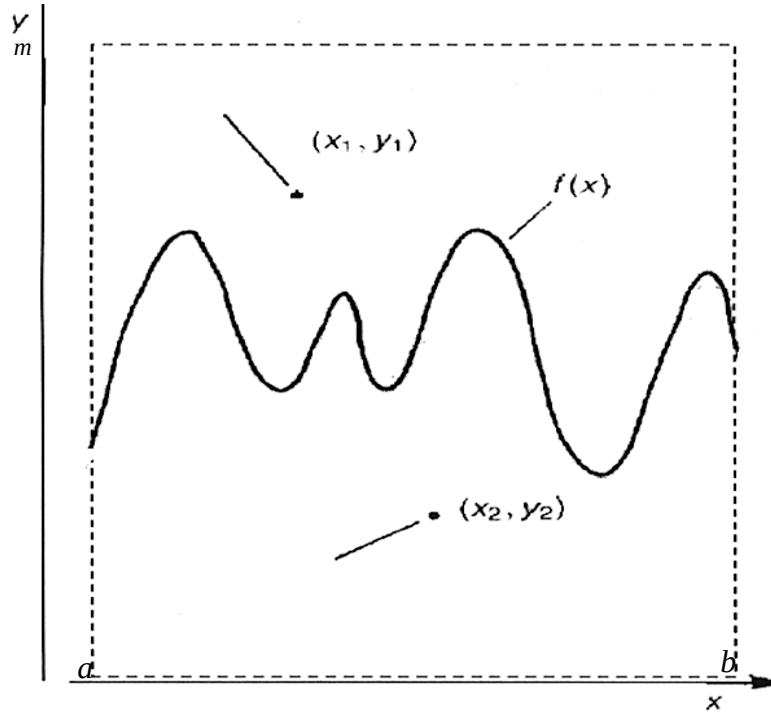


Figure 4.2 : Méthode de réjection.

Adoptant les conventions usuelles pour les unités ($h \equiv 1, m_0 \equiv 1, c \equiv 1$) et posant $r^* = \frac{\lambda}{\lambda'}$, la densité de probabilité est proportionnelle à :

$$P\left(\frac{r}{\lambda}\right) = \frac{d\sigma}{d\lambda'} \propto \frac{1}{r^{*2}} \left[\frac{1}{r^*} + r^* - 1 + (1 - \lambda r^* + \lambda)^2 \right] = \left(\frac{\lambda + 2}{9\lambda + 2} \right) g_1(r) h_1(r) + \left(\frac{8\lambda}{9\lambda + 2} \right) g_2(r) h_2(r)$$

Où:

$$g_1 \equiv \frac{\lambda}{2}, \quad h_1 \equiv 4 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r^2} \right)$$

$$g_2 \equiv \frac{(\lambda + 2)}{2r^2}, \quad h_2 \equiv \frac{\left[(1 - \lambda r + \lambda)^2 + \frac{1}{r} \right]}{2}$$

g_1 et g_2 sont des densité de probabilités :

$$\int_1^{1+2/\lambda} g_1(r^*) dr^* = \int_1^{1+2/\lambda} g_2(r^*) dr^* = 1$$

La procédure de réjection est ensuite appliquée à ces deux fonctions [Khan56].

4.1.2 Description du Code GEANT:

La méthode Monte Carlo est utilisée en physique nucléaire pour la simulation de l'efficacité de détection de rayons gamma. Chaque photon est suivi depuis son émission jusqu'à sa disparition dans le détecteur après interaction.

A l'origine, le Code GEANT (GEometry ANd Tracking) a été développé au CERN pour la conception des dispositifs expérimentaux en physique des hautes énergies, il trouve actuellement de nombreuses applications dans plusieurs disciplines notamment en physique nucléaire, physique médicale et dans les recherches spatiales.

La première version du code a été écrite en 1972 puis sans cesse améliorée grâce à une collaboration internationale qui a abouti en 1994 à la version 3.21 écrite en langage Fortran77 puis en 1998 à la version GEANT4 écrite en langage C++.

Le code GEANT se compose de plusieurs parties dont certaines sont modifiables par l'utilisateur et peuvent être adaptées aux conditions expérimentales. Il est ainsi possible de définir les paramètres énergétiques, le type de particules et de fournir les données sur la géométrie du détecteur, les zones sensibles... Plusieurs formes géométriques du détecteur sont disponibles dans le code comprenant des formes standards (boite, cylindre, trapèze...) ainsi qu'une combinaison de ces géométries. Les différents volumes du détecteur sont remplis par le matériau approprié et l'ensemble est placé dans un volume hôte (Laboratoire) pris comme référence.

Diverses sortes de particules élémentaires standards, des particules instables (résonances...), et des ions peuvent être fournies dans la liste de la librairie du Code (geantino): photons, leptons, hadrons, mésons... ; l'utilisateur devant préciser les types d'interaction à prendre en compte. Les sections efficaces relatives à ces interactions sont calculées dans le Code en utilisant les formules analytiques ou les données des librairies quand ces expressions ne sont pas disponibles ; l'énergie de coupure au dessous de laquelle la particule incidente n'interagit plus avec le matériau détecteur doit être également fixée.

La trajectoire de la particule est découpée en plusieurs "steps" ou étapes au cours desquelles l'énergie déposée dans l'élément de volume correspondant est calculée en utilisant les valeurs tabulées du pouvoir d'arrêt dE/dx sur chaque "bin" (intervalle) d'énergie.

Les particules définies à partir de tables standards, les rapports d'embranchement et les modes de désintégration sont sélectionnés.

4.2 Description du dispositif expérimental à l'ELBE :

Les électrons sont produits par évaporation thermique dans un fil en tungstène traversé par un courant très intense avant d'être accélérés à 250 keV. Les électrons sont ensuite pré-regroupés en deux sous groupes radiofréquence (RF) (``buncher``). L'accélération principale est faite dans deux modules d'accélération linéaire à 20 MeV opérant à 1.3 GHz. Chaque module d'accélération utilise des cavités d'ondes RF. Les cavités sont refroidies à l'hélium liquide à 1.8° K. Un diagramme schématique est présenté sur la figure 4.3. Chaque cavité est pilotée par un amplificateur Klystron à 10 kW. Le gradient maximal pouvant être atteint est de 15 MV/m.

Les paramètres de l'accélérateur ELBE correspondants aux expériences de Bremsstrahlung sont les suivants :

- Energie du faisceau d'électrons : 6-20 MeV
- Charge maximale du `` bunch `` : 77 pC
- Courant maximal moyen du faisceau : 1 mA
- Durée d'un micro pulse : 2 ps
- Taux de répétition d'un micro pulse : 26 MHz
- Durée d'un macro pulse : 0.1-40ms/cw
- Taux de répétition d'un macro pulse : 1-25 Hz

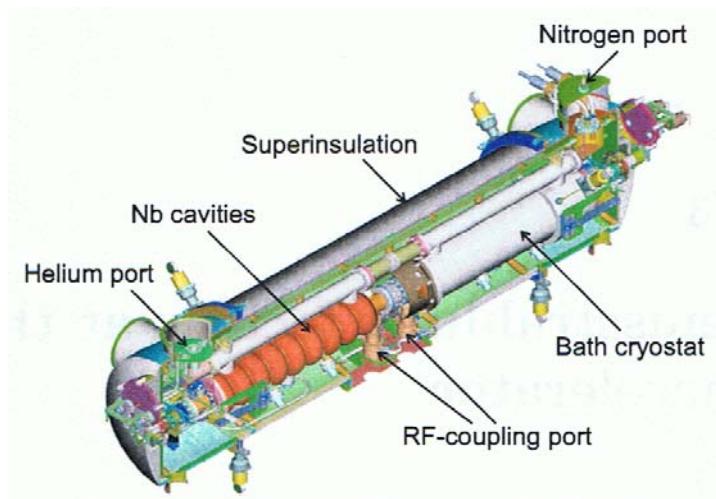


Fig 4.3 : Module cryogénique de l'accélérateur ELBE

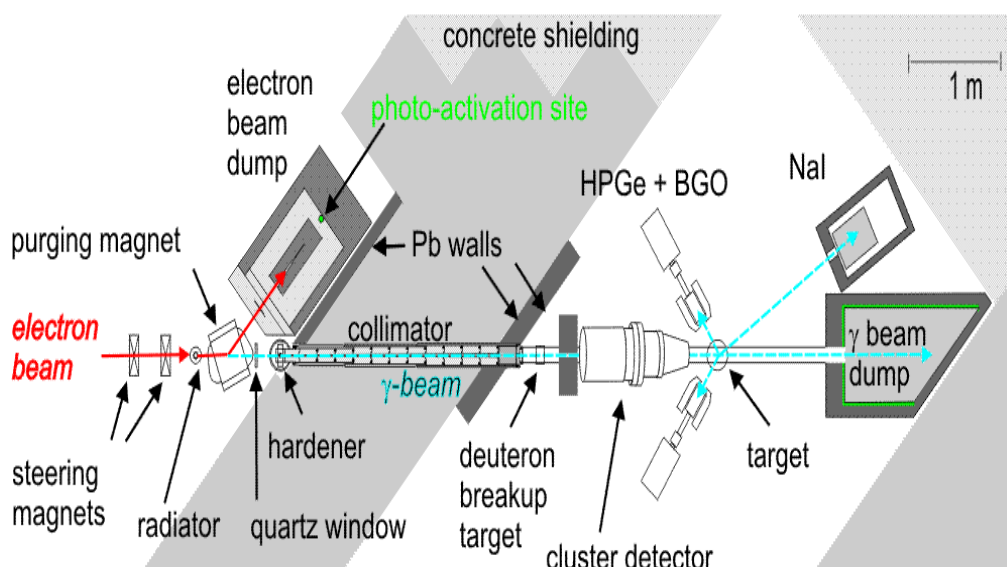


Fig 4.4 : Vue schématique du dispositif des expériences de résonance de fluorescence nucléaire (NRF) monté auprès de l'accélérateur ELBE.

A la sortie de l'accélérateur, le faisceau d'électrons est dévié de 45^0 vers la ligne du faisceau du site NRF et focalisé à l'aide de deux dipôles et trois quadripôles magnétiques (Fig.4.5).

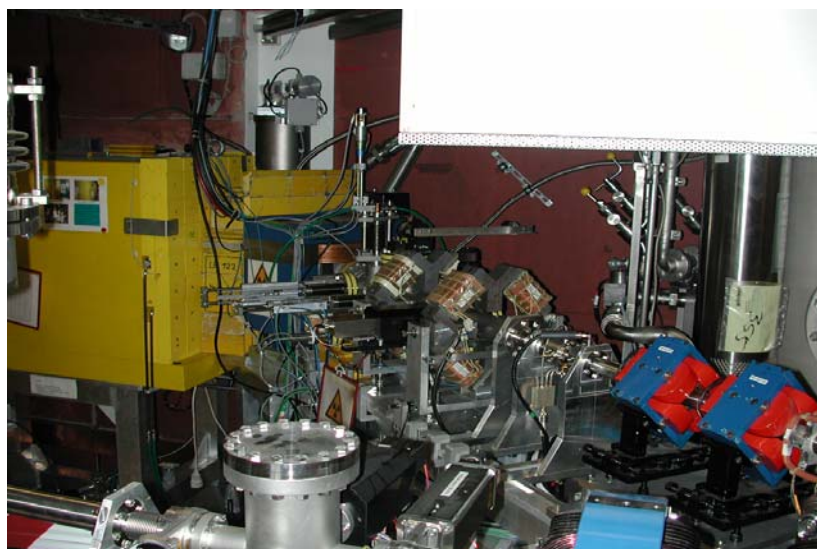


Fig 4.5 : Ligne du faisceau d'électrons.

Dans le but de produire un faisceau de Bremsstrahlung partiellement polarisé, un système de deux bobines magnétiques est monté sur le trajet du faisceau d'électrons dont la pression est maintenue à 10^{-10} mbar. Le faisceau d'électrons arrive alors sur le radiateur sous un angle déterminé.

Une partie du faisceau d'électrons est arrêtée dans le radiateur en Niobium, le reste est dévié à l'aide d'un déflecteur magnétique vers le stoppeur. L'intensité du rayonnement de Bremsstrahlung produit est atténuée à basse énergie par un absorbant en aluminium.

Afin de mesurer le degré de polarisation du faisceau de Bremsstrahlung, ce dernier traverse une feuille de polyéthylène CD_2 . Les protons de photodésintégration des deutons sont collectés dans 4 détecteurs à barrières de surface. L'ensemble détecteurs + feuille CD_2 constituant le moniteur de polarisation est monté dans une chambre de diffusion, il permet notamment de déduire l'énergie finale des photons de Bremsstrahlung (chap.5).

Après irradiation de la cible NRF, le faisceau de Bremsstrahlung est arrêté dans un stoppeur en plomb. Les gammas de photo désexcitation de la cible ^{89}Y sont collectés dans un ensemble de quatre détecteurs au Germanium dont 2 sont positionnés à 90° de la direction du faisceau de Bremsstrahlung et les 2 autres à 127° . Les spectres obtenus dans les détecteurs symétriques sont additionnés. Afin de réduire les diffusions des photons sur les molécules d'air, le trajet des photons s'effectue dans un conduit en polyéthylène où règne un vide de l'ordre de 10^{-6} mbar.

4.2.1 Radiateur et production du rayonnement de Bremsstrahlung :

Le ralentissement des électrons dans le radiateur [Wagn99] constitué d'une feuille mince de Niobium, génère des photons de Bremsstrahlung dont la polarisation dépend de l'angle d'incidence θ . L'épaisseur du radiateur doit être choisie de façon à rendre optimal à la fois la production du rayonnement de Bremsstrahlung et sa polarisation[Schi03a, Schi03b].

La figure 4.5 montre les variations du flux de photons calculé à l'aide du Code GEANT4 en fonction de l'épaisseur du radiateur et de l'angle formé entre le faisceau d'électrons et la direction des photons[Wagn99].

Sur cette figure on peut constater que le flux de photons calculé à l'intérieur d'un cône d'angle d'ouverture de 5 mrad correspondant à celui du collimateur placé juste après le radiateur commence par augmenter avec l'épaisseur du radiateur puis reste constant au delà d'une épaisseur de 50 mg/cm^2 .

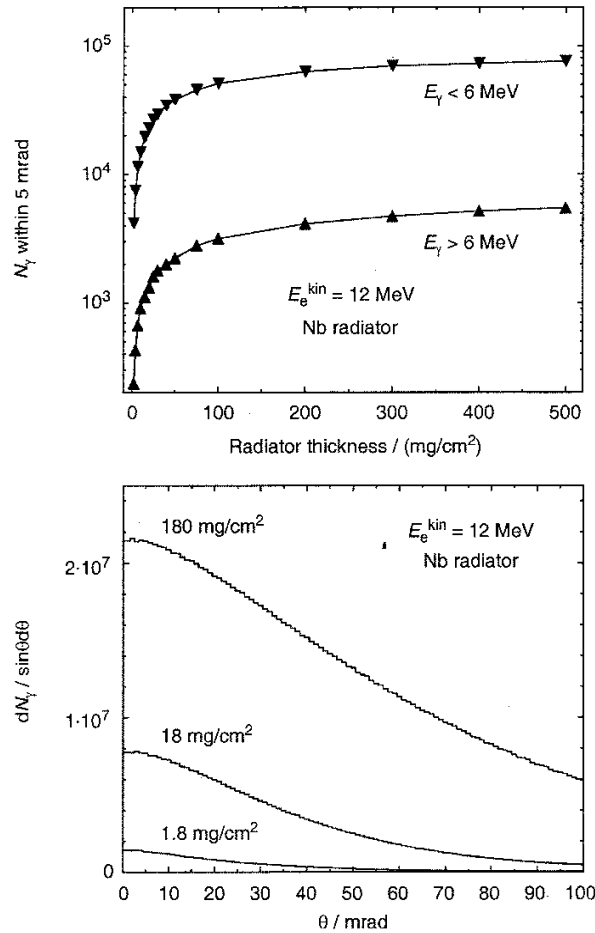


Fig 4.5 : Calculs à l'aide du code GEANT4 du nombre de photons produits par 10^9 électrons incidents d'énergie cinétique $T_e = 12 \text{ MeV}$:

a) dans un cône d'angle d'ouverture de 5mrad en fonction de l'épaisseur du radiateur en Niobium. b) dans des radiateurs de Niobium de différentes épaisseurs en fonction de l'angle formé entre les directions du faisceau d'électrons et de photons [Wagn99].

Le radiateur utilisé dans nos expériences est une feuille en Niobium de $4\mu\text{m}$ et $7\mu\text{m}$ dans les expériences à 9.5 et 13.2 MeV respectivement. Les feuilles étaient montées dans un support en cuivre pouvant contenir 6 feuilles à la fois (Fig 4.6). Ce support est refroidi et peut être déplacé pour permettre de sélectionner l'épaisseur sans interrompre le vide.

Le Niobium a une température de fusion élevée (2468°), la température locale d'un spot d'électrons de 2 mm de diamètre, d'énergie 12 MeV et d'intensité $600\mu\text{A}$ dans une épaisseur de 3.5mg/cm^2 de Niobium atteint 1200°C [Schw05] et une production appréciable de photons de Bremsstrahlung due à son numéro atomique Z relativement élevé.

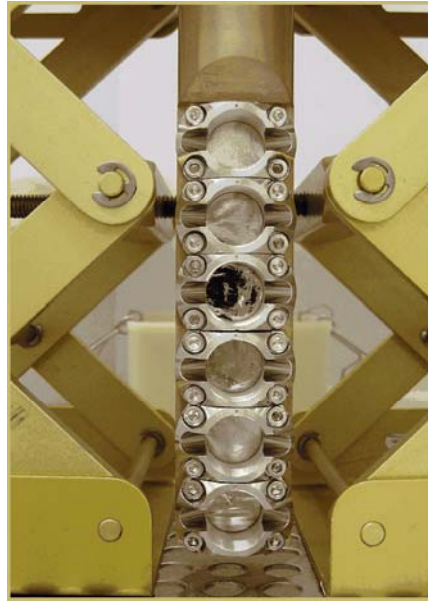


Fig 4.6 : Radiateurs.

La partie du faisceau d'électrons qui ne donne pas lieu au Bremsstrahlung est éliminée du faisceau de photons à l'aide d'un champ magnétique.

4.2.2 Moniteur de polarisation :

Le moniteur de polarisation consiste en un ensemble de 4 détecteurs à barrière de surface au silicium entourant une cible de polyéthylène CD_2 de $4mg/cm^2$ d'épaisseur. Ces détecteurs présentent une surface sensible de $600mm^2$ et une épaisseur de $300\mu m$; ils sont placés à 6cm de la cible de CD_2 et aux angles 0° , 90° , 180° et 270° ; la cible de CD_2 est positionnée de manière à ce qu'elle soit observée par chacun des détecteurs sous un angle de 45° .

L'absorption de type E1 étant prédominante (> 95%) , les protons et les neutrons de photodissociation des deutons sont émis préférentiellement dans la direction du vecteur champ électrique du Bremsstrahlung. Le degré de polarisation $P_\gamma(E_\gamma)$ peut être obtenu par une mesure des asymétries azimutales [Schw02] des intensités des protons défini par :

$$P_\gamma = (N_{p\perp} - N_{p\parallel}) / (N_{p\perp} + N_{p\parallel})$$
 où $N_{p\perp}$ et $N_{p\parallel}$ sont les intensités des protons mesurés perpendiculairement et parallèlement au plan de polarisation respectivement.

Les spectres mesurés dans les détecteurs qui présentent la même orientation par rapport au plan de polarisation sont additionnés.

4.2.3 Filtre de basses énergies:

Afin de réduire l'intensité des photons de Bremsstrahlung de basse énergie et éviter ainsi la saturation des détecteurs au GeHP, un absorbant cylindrique d'aluminium de 10 cm de longueur et 10 cm de diamètre (beam hardener-atténuateur à basse énergie) [Schi02a] a été placé sur le trajet du faisceau. Des spectres enregistrés avec et sans filtre (hardener) sont donnés en Fig.4.7.

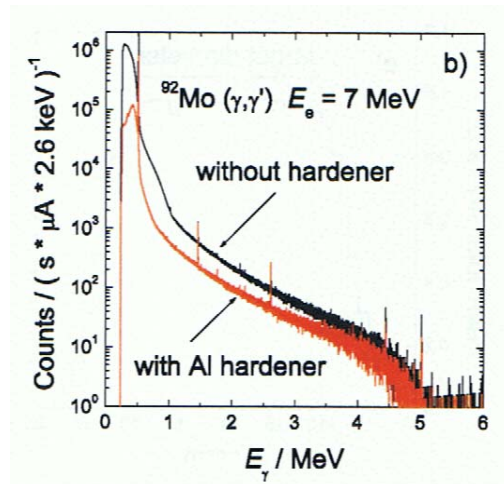


Fig 4.7 : Exemples de spectres gammas obtenus avec et sans hardener dans des expériences NRF sur ^{92}Mo [Ruse07].

Un autre cylindre en Triamet (95% de W , 5% de Ni et Cu) permet de bloquer l'arrivée du faisceau dans la salle de mesures.

4.2.4 Collimateur :

Le faisceau de Bremsstrahlung est délimité géométriquement à l'aide d'un collimateur en ^{27}Al de haute pureté (99.5%) [Schi02b]. Cet élément a été choisi car il présente l'avantage d'avoir un seuil d'énergie pour l'émission de neutrons élevé (13.1 MeV).

Le collimateur a une longueur de 2600 mm, un angle d'ouverture de 5 mrad et est placé à 1 m après le radiateur. Il est constitué de 13 cylindres dont l'intérieur est conique de diamètres d'entrée et de sortie 5mm et 24 mm. L'ensemble est placé dans un mur de béton de 1.6 m d'épaisseur qui sépare le hall de l'accélérateur de la salle d'expérience. Ce dispositif permet d'obtenir un impact homogène circulaire de 2cm de diamètre sur la cible.

Les photons diffusés par le film de CD_2 sont arrêtés dans une masse de béton de 20 cm d'épaisseur afin d'éviter qu'ils n'atteignent les détecteurs GeHp. Le bruit de fond correspondant est réduit de 10 à 30 fois dans la gamme d'énergie de 1 à 2.6 MeV et d'un facteur plus grand à plus haute énergie.

4.2.5 Stoppeur du faisceau de photons :

Afin de limiter la diffusion vers les détecteurs au Ge(Hp), le faisceau de photons est arrêté dans un stoppeur après avoir traversé la cible.

Le stoppeur consiste en un bloc de polyéthylène de $60 \times 60 \times 100 \text{ cm}^3$ de volume recouvert d'une feuille de 2mm de cadmium et d'une épaisseur de 10 cm de plomb sauf sur la face avant où elle est de 20 cm. Les photons du faisceau entrant dans le conduit du stoppeur de 11 cm de longueur sont diffusés par le bloc de polyéthylène, matériau qui minimise le bruit de fond, puis arrêtés par le plomb.

Des calculs de simulation effectués à l'aide de GEANT3 montrent que seuls 0.3% des photons sont rétrodiffusés vers les détecteurs GeHP[Wagn01b]. Les trajectoires simulées des photons dans le stoppeur sont montrées en Fig 4.8.

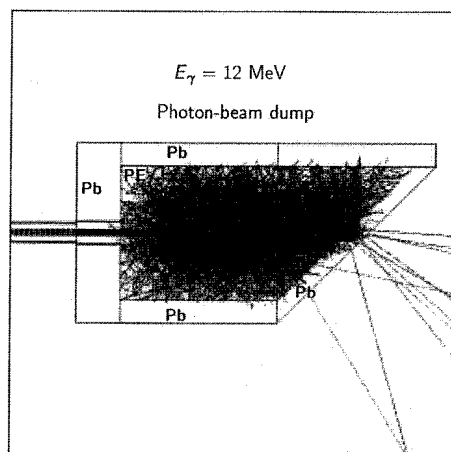


Fig 4.8 : Simulation par GEANT3 des trajectoires de photons de 12 MeV dans le stoppeur [Wagn01b].

4.2.6 Cible NRF :

La cible d'Yttrium naturel sous forme de poudre de masse 3303,2 mg a été placée dans une feuille fine de polyéthylène. Le bore enrichi 99.52% permettant la détermination du flux de photons incident consiste en une poudre de masse 339.5 mg pressée puis réduite sous

forme de disque de 2cm de diamètre enveloppé lui aussi dans une feuille de polyéthylène.

L'ensemble a été assemblé en sandwich puis il a été fixé à l'aide de colle polyvinyle sur un support formé par le croisement de 2 fils en polyéthylène inclinés à 45 degrés relativement au faisceau de Bremsstrahlung. Les extrémités des fils sont maintenues aux parois d'un tube en polyéthylène qui est introduit dans le conduit du faisceau de Bremsstrahlung. Des photos prises de ce système sont présentées sur la figure 4.9.

Un courant d'électrons d'intensité moyenne de l'ordre de $600\mu A$ et $520\mu A$ a été utilisé dans nos expériences à 9.5 et 13.2 MeV.

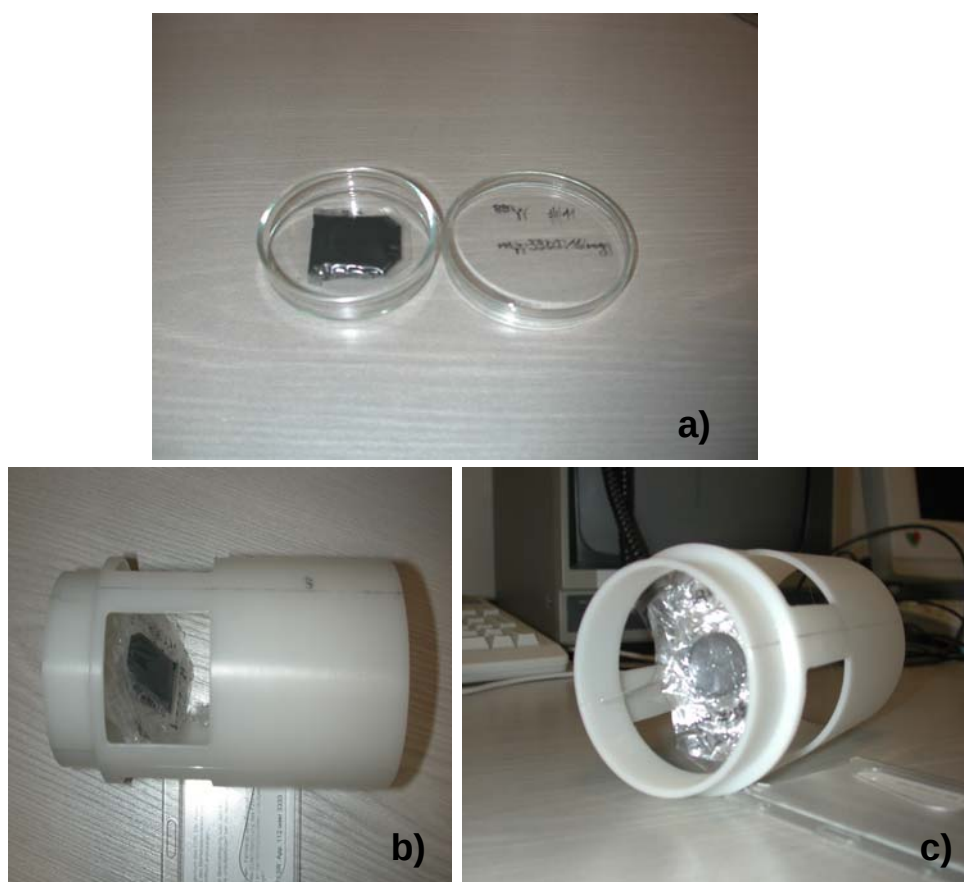


Figure 4.9 : Photos des cibles utilisées dans nos expériences NRF.

a. Cible d'yttrium.

b. Emplacement de la cible d'yttrium dans le support de cible.

c. Emplacement des feuilles de bore dans le support de cible pour la calibration du flux de photons.

4.2.7 Système de détection :

Les photons diffusés par la cible NRF ont été collectés par quatre détecteurs au germanium hyper-pur de type n et d'efficacité de 100% relativement au détecteur $3'' \times 3''$ NaI

avec une résolution de l'ordre de 1.8 keV ; pour certaines mesures un détecteur Euroball à cluster [Eber92] monté à 145° à été utilisé. Les caractéristiques des Ge(Hp) sont données dans le tableau 4.1. Deux détecteurs Ge(Hp) (de type Canberra EGC100 SEG4) placés verticalement à 90° de la direction du faisceau ont leur cristal divisé en 4 parties ("four-fold segmented") et peuvent ainsi être utilisés comme polarimètres Compton. Les 2 autres détecteurs au germanium (de type Ortec GMX 100) ont été placés horizontalement à 127° . La figure 4.10 montre la disposition des détecteurs dans la salle NRF.

Détecteur/marque	Cristal		Biais (V)	Angle Polaire	Distance à la cible (mm)
	Diamètre (mm)	Longueur (mm)			
D.1 Ortec 41-N31587A	79.1	90	-4500	$127^\circ/90^\circ$	320/280
D.2 Eurisys 73615	76.5	86.9	+4500	90°	280
D.3 Ortec 41-N31569A	78.2	93.1	-4800	$127^\circ/90^\circ$	320/280
D.4 Eurisys 73633	76.7	86.9	+5000	90°	280

Table 4.1: Caractéristiques des détecteurs au Germanium hyper-pur utilisés dans nos expériences.

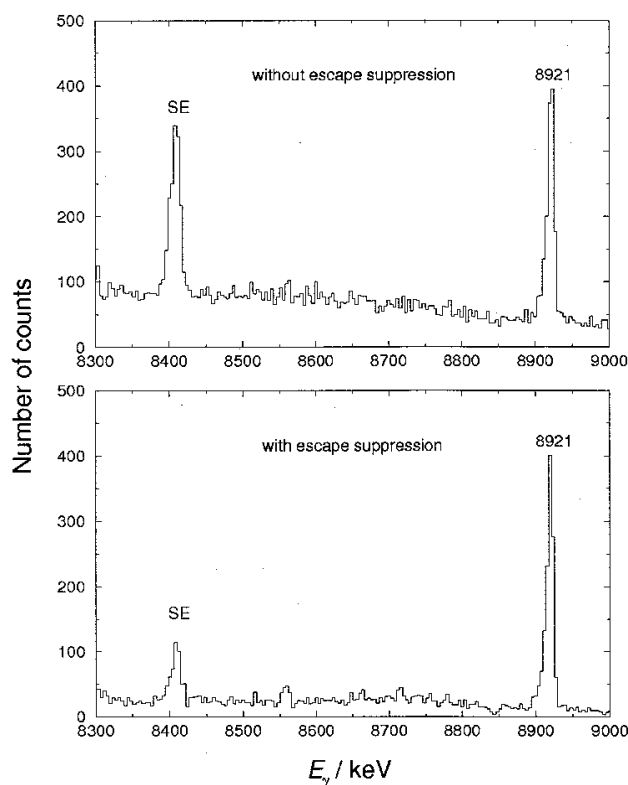
Les détecteurs Ge(Hp) sont montés sur des rails glissant sur des supports mobiles en Aluminium permettant de changer la distance détecteur-cible et l'angle de détection. Afin de rejeter tous les photons non complètement absorbés dans les détecteurs Ge(Hp) et réduire le bruit de fond, les détecteurs sont entourés de 9 scintillateurs de germanate de bismuth (BGO) qui détectent les photons issus du Ge(Hp). Ce dispositif permet de réduire le fond Compton d'au moins un facteur 2 et le pic de simple échappement d'un facteur 3 (Fig. 4.11).

Les détecteurs Ge(Hp) sont montés sur des rails glissant sur des supports mobiles en Aluminium permettant de changer la distance détecteur-cible et l'angle de détection. Afin de rejeter tous les photons non complètement absorbés dans les détecteurs Ge(Hp) et réduire le bruit de fond, les détecteurs sont entourés de 9 scintillateurs de germanate de bismuth (BGO) qui détectent les photons issus du Ge(Hp). Ce dispositif permet de réduire le fond Compton d'au moins un facteur 2 et le pic de simple échappement d'un facteur 3 (Fig. 4.11).

Afin de minimiser le bruit de fond, tous les détecteurs Ge(Hp) et BGO sont protégés et entourés de collimateurs en plomb.



Fig 4.10: Vue des détecteurs entourés de systèmes de suppression Compton, utilisés dans les expériences NRF de ce travail.



Figl 4.11 : Spectres obtenus à l'aide d'un détecteur Ge(Hp) avec et sans système BGO à suppression Compton. (Les pics SE sont les pics de simple échappement de 8921 keV) [Ruse07].

4.2.8 Système d'acquisition des données :

Le cristal de chaque détecteur GeHP et le préamplificateur associé, sont refroidis à l'azote liquide. Un schéma du dispositif électronique est donné en Fig 4.12.

Chaque préamplificateur délivre 2 impulsions analogiques correspondant aux informations « énergie » et « temps ». La sortie « énergie » est amplifiée à l'aide d'un amplificateur (MA) puis convertie en signal logique à l'aide d'un ADC (Convertisseur Analogique/Digital) à 14 bits et stocké dans une mémoire à 24 bits et à 16k canaux. La sortie « temps » est amplifiée au moyen d'un TFA (Amplificateur-Filtre de Temps) puis convertie en pulse logique au moyen d'un discriminateur à fraction constante (CFD).

Les signaux issus des 8 scintillateurs couplés chacun à un photomultiplicateur (PMT) entourant chaque détecteur au GeHP sont sommés puis adressés à la salle d'électronique où ils sont mis en anti-coïncidences avec les signaux GeHp .

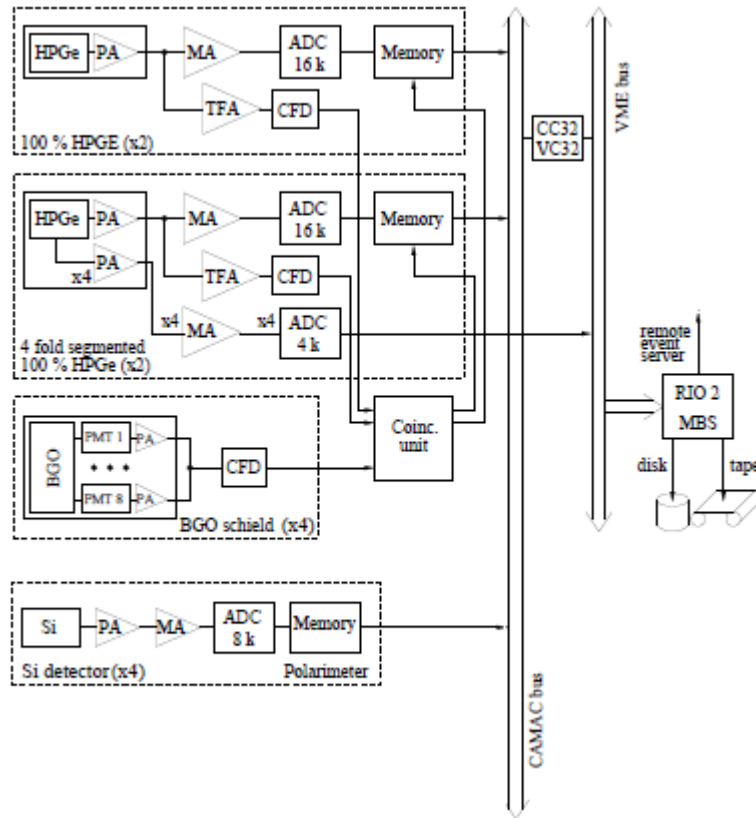


Figure 4.12 : Schéma du dispositif électronique.

Les effets d'empilement (Pile up) ont été réduits par l'utilisation d'un système de rejection.

Toutes les données sont enregistrées dans un ordinateur CES RIO2 (Power CPU, 200 MHz, 64 MB RAM) utilisant en temps réel le système d'opération Lynx OS. Le programme d'acquisition de données MBS (Multi Branch System) [Bart00] contrôle les données de sortie puis les enregistre sur cassette ou sur disque et les envoie par NET vers le server.

L'acquisition des données est contrôlée en ligne sur un ordinateur séparé à l'aide du programme LEA (Lean Easy Analysis) [Esse02] qui permet de tracer des histogrammes. Les informations issues du contrôle des paramètres de l'accélérateur ont été intégrées en et hors ligne dans les données à une fréquence de 10 Hz [Wagn05b]. Ces paramètres sont :

- le gradient du champs électrique dans l'accélérateur
- la durée du micro et du macro-pulse
- la position du faisceau
- les intensités des courants dans les bobines magnétiques
- l'intensité du courant dans le canon à électrons

- l'intensité du courant dans le stoppeur d'électrons
- le taux de comptage dans les détecteurs Ge(Hp) et BGO.

4.3 Origine du bruit de fond dans les spectres NRF:

L'étude récente [Ruse07] du bruit de fond présent dans les spectres de diffusion des photons sur la cible NRF a permis de comprendre son origine, de le simuler à l'aide du code GEANT3 et de diminuer sa contribution dans les spectres expérimentaux.

Cette étude montre l'existence de trois origines principales pour le bruit de fond : détecteur Ge(Hp), cible NRF et milieu ambiant.

4.3.1 Bruit de fond du détecteur :

Ce bruit est dû à l'absorption incomplète dans le cristal du détecteur Ge(Hp) des photons diffusés par la cible NRF lors de la collection (effet Compton, création de paires, premier échappement). Sa contribution est réduite par le système BGO de suppression des événements non complètement absorbés (figure 4.14).

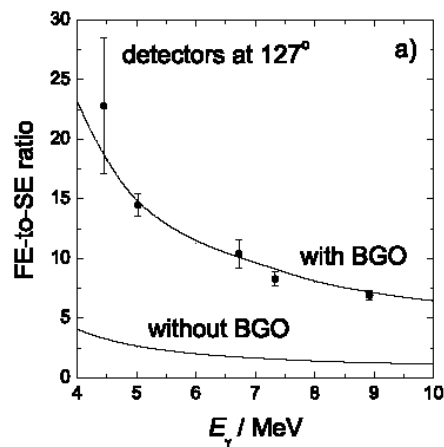


Figure 4.14 : Simulation (ligne continue) du rapport des intensités du pic photoélectrique au pic de simple échappement, comparé aux résultats mesurés (cercles pleins) avec et sans BGO entourant les détecteurs Ge(Hp).[Ruse07]

4.3.2 Bruit de fond dû à la cible NRF :

Le spectre des photons diffusés par la cible NRF montre la présence d'un pic très intense à 511 keV qui est dû au processus d'annihilation qui peut générer un bruit de fond s'étendant jusqu'à l'énergie maximale des photons de Bremsstrahlung (fig.4.15). L'annihilation correspond à un photon incident d'énergie supérieure à $2m_0c^2$ qui se matérialise dans la cible en créant une paire électron-positron ; le positron s'annihile avec un électron du milieu environnant en produisant deux gammas d'énergie 511 keV. Des calculs de simulation tenant compte de la géométrie du montage expérimental (Ge(Hp), BGO, écran de Pb, collimateur, canal du faisceau de Bremsstrahlung) ont été effectués. Le spectre simulé comparé au spectre mesuré des photons diffusés dans une cible de 2g de ^{208}Pb est présenté sur la figure 4.15.

Seul le processus d'annihilation qui a lieu dans la cible peut contribuer au bruit de fond (fig4.16).

La décomposition des différents processus d'interaction des photons du faisceau avec le matériau de la cible (diffusion Compton , création de paires et Bremsstrahlung des électrons et positrons issus des deux premiers processus) dans les calculs de simulations a permis de montrer le Bremsstrahlung des électrons et positrons représente à lui seul la plus grande contribution au bruit de fond observé dans un spectre NRF (Fig 4.17).

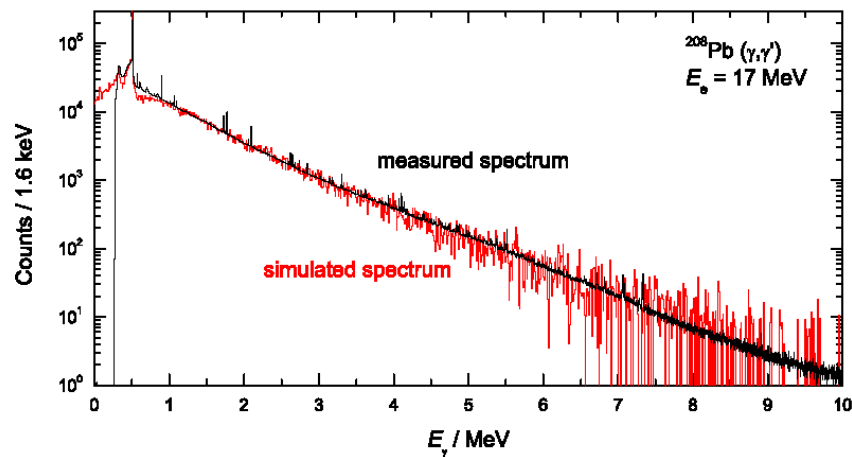


Figure 4.15 : Spectres mesuré et simulé dans les expériences $^{208}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ [Ruse07].

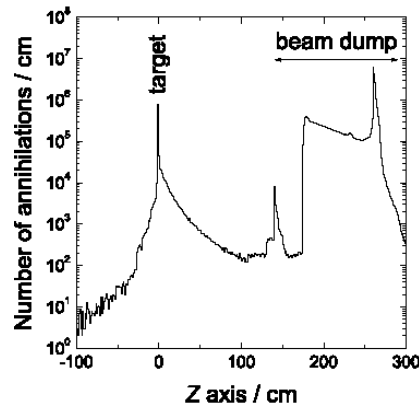


Figure 4.16 : Localisation du processus d'annihilation le long de l'axe du faisceau de photons de Bremsstrahlung dans la cible pour les expériences $^{208}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ [Ruse07].

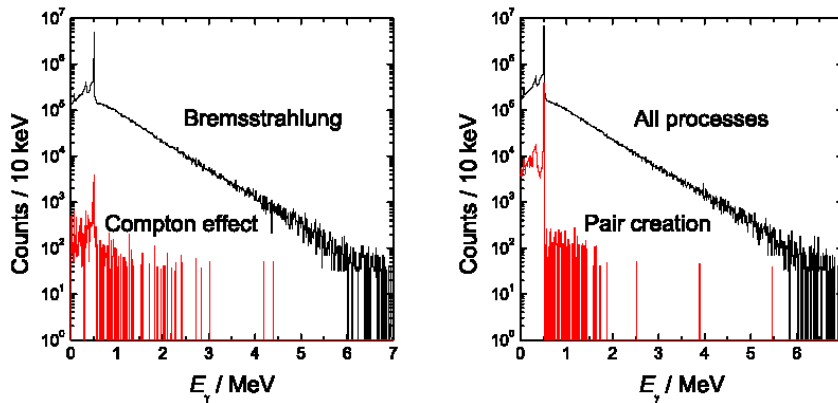


Figure 4.17 : Comparaison entre les différents processus d'interaction de 10^{10} photons d'énergie 10 MeV avec une cible de 3g de molybdène naturel [Ruse07].

Il a été aussi mis en évidence que la contribution des radiations dues au Bremsstrahlung des électrons et positrons peut être réduite en choisissant une cible NRF mince orientée à 45° du faisceau incident.

4.3.3 Bruit de fond du milieu ambiant :

Les détecteurs sont protégés des radiations du hall de l'accélérateur d'électrons par un mur massif en Béton de 1.6 m d'épaisseur recouvert de part et d'autre d'une épaisseur de 10 cm de plomb du côté du stoppeur d'électrons et d'une autre épaisseur de 20 cm du côté du site NRF (voir figue 4.4). Ces épaisseurs ont été optimisées afin d'absorber les photons de Bremsstrahlung produits dans le stoppeur et ceux produits dans le radiateur [Schi04].

Les photons issus de la cible NRF sont diffusés par les matériaux environnants et peuvent atteindre les détecteurs.

Les matériaux environnants considérés sont le conduit du faisceau en aluminium, le stoppeur du faisceau de photons ainsi et les murs en béton. Des calculs de simulations tenant compte de la géométrie du montage incluant les Ge, les écrans BGO, les absorbants de plomb des Ge, le collimateur et le conduit du faisceau ont montré que la plus importante contribution est due au conduit du faisceau de photons. L'utilisation d'un conduit en polyéthylène (PE) (Z faible) réduit de 25-30% le bruit de fond correspondant.

Afin de vérifier la fiabilité de ces matériaux pour la réduction de ces radiations, un spectre du bruit de fond a été collecté (sans cible NRF) pendant 8 heures pour un faisceau de Bremsstrahlung de 9 MeV d'énergie maximale. La comparaison avec un spectre enregistré sans faisceau (figure 4.18) montre que le bruit de fond en présence du faisceau est deux fois plus important que le bruit de fond naturel et s'étend sur un intervalle d'énergie d'environ 6 MeV.

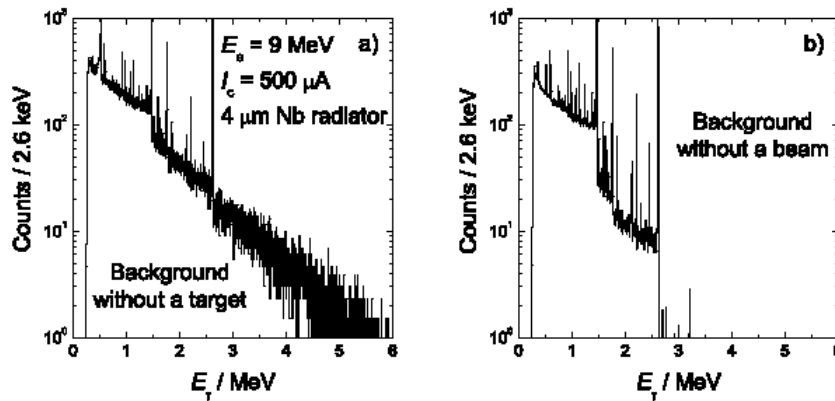


Figure 4.18 : Spectre du bruit de fond ambiant mesuré [Ruse07] : a) avec faisceau, sans cible, b) sans faisceau.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons les mesures effectuées à l'aide du dispositif expérimental que nous venons de décrire.

Chapitre 5 : Traitement des données expérimentales et analyse des résultats

Les données de ce travail ont été enregistrées respectivement pendant 78 heures et 87 heures lors de deux expériences réalisées avec des photons de Bremsstrahlung de 9.5 MeV et 13.2 MeV.

5.1 Traitement des données expérimentales :

5.1.1 Mesure de l'énergie cinétique du faisceau d'électrons incidents:

Des mesures de photodissociation des deutons nous ont servi à la détermination de l'énergie cinétique du faisceau d'électrons incidents qui conditionne l'énergie maximale des photons de Bremsstrahlung. Un mince film de CD_2 diffuse le faisceau de Bremsstrahlung, les protons provenant de la dissociation des deutons sont recueillis dans 4 détecteurs à barrière de surface. Un spectre de l'intensité des protons en fonction de leur énergie est donné sur la figure 5.1.

Sachant que le spectre protons $N_p(E_p)$ est proportionnel au produit de la section efficace de photodésintégration du deuton σ_{dis} par le spectre des photons incidents $N_\gamma(E_\gamma)$; $N_p(E_p) \approx \sigma_{dis} \times N_\gamma(E_\gamma)$ avec $E_\gamma = E_p + E_n + E_B$, E_p et E_n sont les énergies cinétiques des protons et neutrons, $E_p \approx E_n$, $E_B = 2225$ keV est l'énergie de liaison du deuton, le spectre des photons est alors déduit en divisant $N_p(E_p)$ par σ_{dis} donnée par [Beth50] et [Aren91].

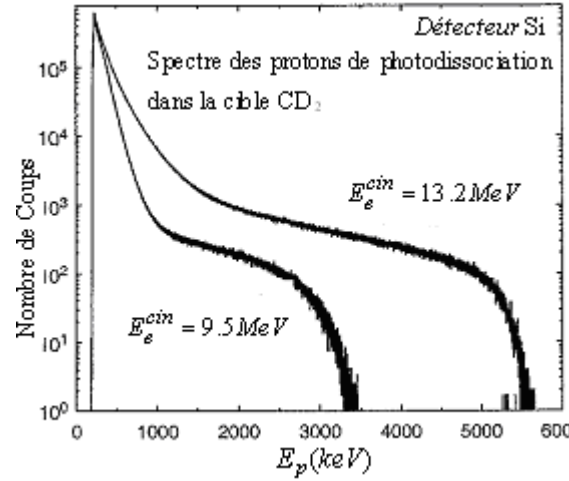


Figure 5.1 : Spectres normalisés des protons issus de la photodissociation des deutons aux énergies d'électrons 9 MeV et 13.2 MeV.

L'énergie des électrons incidents correspond à l'énergie finale du spectre de photons, elle est obtenue avec une incertitude de 0.1 MeV. Un spectre des photons ainsi obtenu est reproduit sur la figure 5.2. Ce dernier nous a permis de déduire la valeur de l'énergie cinétique du faisceau d'électrons incident utilisé dans l'une des expériences : $E_e^{\text{cin}} = 13.2 \text{ MeV}$.

Il est comparé aux spectres calculés en utilisant les relations données par Schiff [Schi51], Bethe et Heitler [Heit84] et Roche et al. [Roch72]. Ces relations prennent en compte les incertitudes expérimentales de l'énergie du faisceau d'électrons et celles dues à l'épaisseur de la cible et des angles d'ouverture des détecteurs.

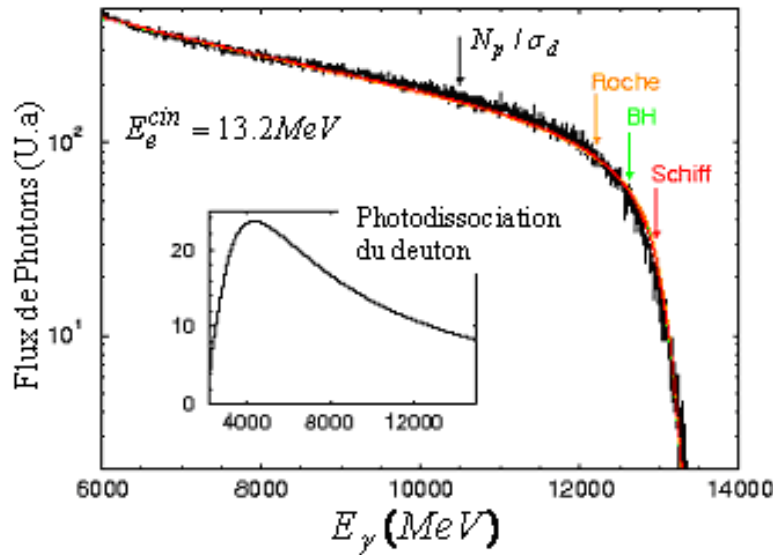


Fig 5.2: Spectres expérimental et calculé des photons de Bremsstrahlung déduits du spectre de protons de photodissociation du deuteron.

5.1.2 Procédure d'analyse des pics des transitions observées :

Les photons diffusés par la cible ^{89}Y ont été collectés à l'aide de 4 détecteurs Ge(Hp) placés à 90° et à 127° par rapport au faisceau de photons de Bremsstrahlung incidents d'énergies 9.5 et 13.2 MeV.

Des spectres bruts de diffusion des gammas sur la cible ^{89}Y à l'angle de détection 127° , visualisés directement sur l'écran à l'aide du Logiciel tv [Theu90], sont présentés sur les figures 5.3.

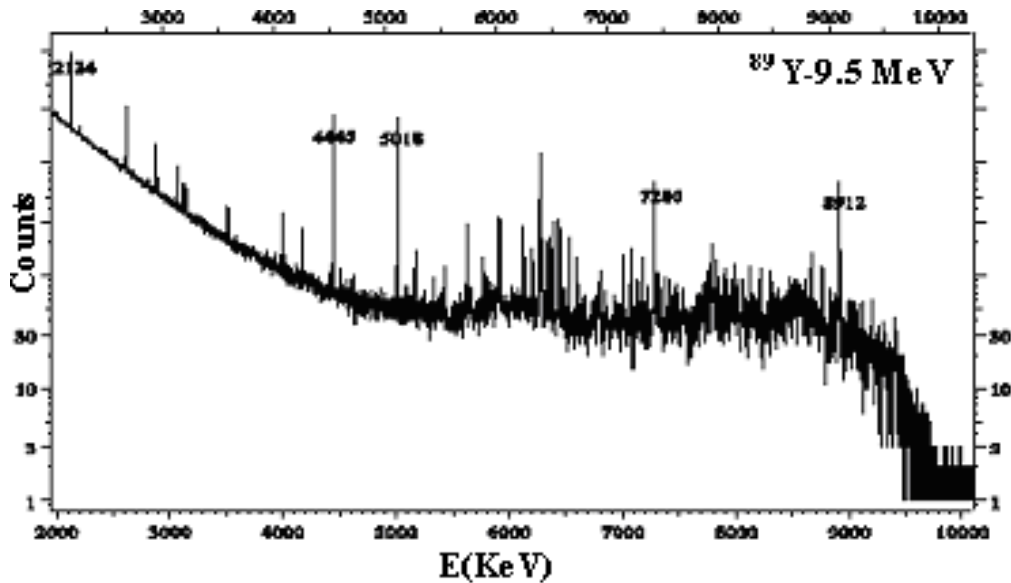


Figure 5.3 : Spectre brut de diffusion des gammas par ^{89}Y .

Les pics intenses correspondent au ^{11}B utilisé pour la calibration du flux de photons de Bremsstrahlung. Plusieurs pics associés aux transitions du noyau ^{89}Y se détachent du bruit de fond. Une concentration de transitions est remarquable entre 6 et 10 MeV et une « structure de bosse » due à de nombreuses transitions de faible intensité indiquant une densité de niveaux élevée dans cette région d'énergie.

La forme des pics observés ne correspond pas à une gaussienne parfaite ; une asymétrie est nettement visible, la partie basse énergie est nettement plus large (Figure 5.4).

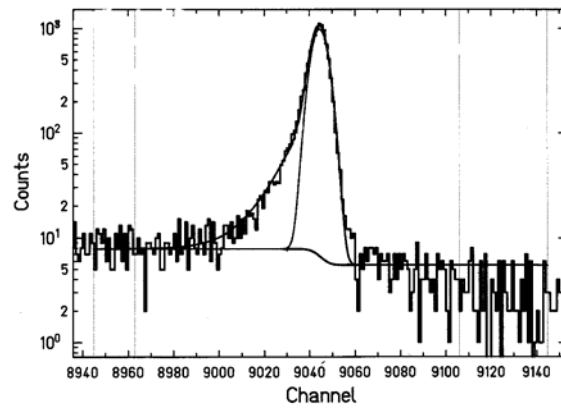


Figure 5.4 : Forme d'un pic observé.

En effet, la collection des charges générées dans les détecteurs par les photons peut être incomplète (diffusions multiples, échappement du photoélectron du cristal, piégeage des porteurs de charge dans les impuretés ou les défauts dans le réseau cristal,...)

Le pic peut alors être ajusté avec la fonction :

$$F(c') = A \int e^{-\lambda(c-c')} \cdot e^{-\frac{c'^2}{2\sqrt{2}\sigma}} dc \quad (5.1)$$

où :

λ est un paramètre ajustable représentant l'asymétrie ;

$\sigma = \frac{FWHM}{2.35}$; A est l'aire sous le pic avec une asymétrie de l'aire ΔA

Après la localisation d'une région d'intérêt contenant un pic ou un groupement de pics très rapprochés, des portions du bruit de fond sont sélectionnées à droite et à gauche de cette région, les données relatives à l'énergie de calibration, à la largeur à mi-hauteur (FWHM) et à l'asymétrie λ , calculées à partir des pics de référence de ^{11}B , ^{40}K et ^{208}Pb , sont introduites comme paramètres d'entrée dans le programme d'analyse Gammax [Wint95] qui permet de calculer la position exacte des pics, leur largeur et leur surface. Un exemple relatif à la variation de la largeur à mi-hauteur (FWHM) en fonction de l'énergie est donné ci-dessous (Fig 5.5).

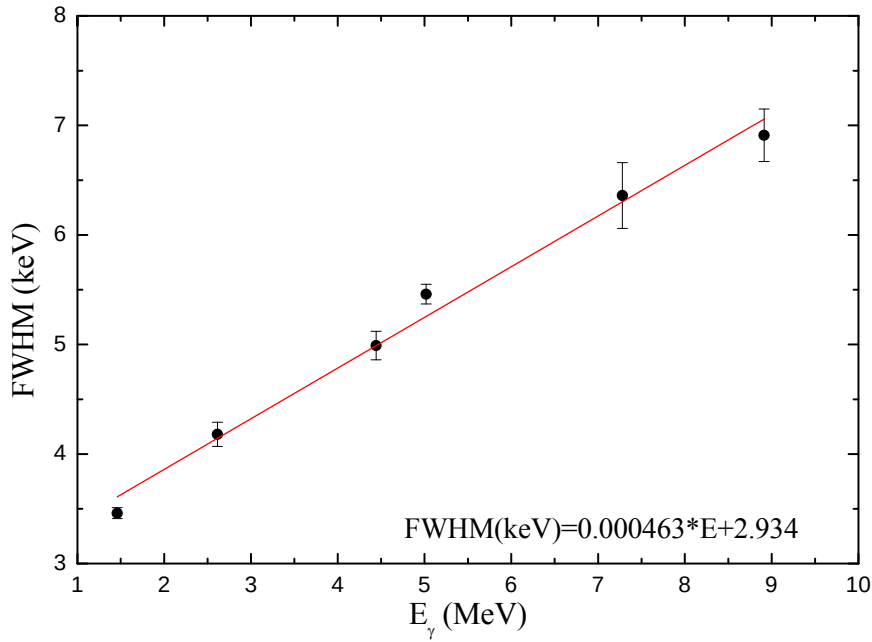


Figure 5.5: Variation de la largeur à mi-hauteur (FWHM) en fonction de l'énergie.

5.1.3 Détermination de l'efficacité de détection :

L'intensité des pics d'intérêt doit être corrigée de l'efficacité de détection. L'efficacité absolue $\varepsilon(\theta, E_\gamma)$ est mesurée en utilisant les photons de sources radioactives standards d'activité connue et certifiée avec une incertitude de 4% (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{226}Ra) :

$$\varepsilon(\theta, E_\gamma) = \frac{S/t_{coll}}{a} \quad (5.2a)$$

$$\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 = \left(\frac{1}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 \quad (5.2b)$$

Où :

S est la surface du pic et t_{coll} est la durée de collection,

$a = a_0 \cdot e^{-\ln 2 \cdot t/T}$ est l'activité de la source à l'instant t de la mesure (a_0 étant l'activité initiale de la source mesurée par le fabricant à une date donnée, T est la période de désintégration).

Les sources radioactives ne permettant de couvrir que la gamme d'énergie inférieure à 2.45 MeV, les valeurs à plus haute énergie ont été calculées à l'aide du code de simulation GEANT3. Dans ce code, les dimensions du cristal de détection, de sa capsule en aluminium, des absorbants en aluminium et en plomb et du conduit du faisceau de photons en

polyéthylène ont été inclus. Un nombre de 10^8 rayons gamma d'énergie comprise entre 0 et 20 MeV ont été générés isotropiquement du même endroit que celui de la cible NRF. Un spectre correspondant à la réponse du cristal Ge(Hp) est collecté. Cette réponse se manifeste dans le spectre par le pic associé à l'effet photo-électrique (absorption totale) et un plateau associé à l'effet Compton.

Les valeurs calculées par simulation de l'efficacité différant légèrement des valeurs mesurées à l'aide des sources, un facteur correctif a été introduit (Fig.5.6a).

Le programme Effit" du Logiciel RadWare[Radf95] permet d'ajuster les points des valeurs corrigées de l'efficacité simulée séparément dans le domaine des basses et hautes énergies en utilisant la relation:

$$\ln(\varepsilon(E_\gamma, \theta)) = \left[(A + B.x + C.x^2)^{-G} + (D + E.y + F.y^2)^{-G} \right]^{-1/G} \quad (5.3)$$

A-G sont les paramètres du fit, $x = \ln(\frac{E_\gamma}{100})$ et $y = \ln(\frac{E_\gamma}{1000})$ où l'énergie du gamma E_γ est en keV.

La figure 5.6b montre la courbe de l'efficacité ainsi obtenue.

Une partie des spectres obtenus corrigés de l'efficacité en énergie mesurés à 9.5 MeV et 13.2 MeV à l'angle 127° sont présentés sur la figure 5.7.

5.1.4 Détermination du flux des photons incidents de Bremsstrahlung :

Le spectre en énergie du flux de photons incidents $\phi_\gamma(E_\gamma)$ sur la cible NRF est obtenu en utilisant les codes de Haug [Haug08] qui permet de calculer les sections efficaces de Bremsstrahlung et GEANT3 qui permet de tenir compte des conditions expérimentales particulières. Le spectre simulé est ajusté aux valeurs du flux mesuré à partir des intensités des pics de ^{11}B (4445, 5020, 7280 et 8920 keV) dont les sections efficaces de production par (γ, γ') sont bien connues.

La section efficace σ d'une réaction et l'intensité N_{emis} des particules émises sont telles que:

$$\sigma = \frac{N_{emis.}}{\phi.N_c} \quad (5.4)$$

où : N_c est le nombre de noyaux cibles par unité de surface et ϕ est le flux de particules incidentes (nombre de particules incidentes par unité de temps et par unité de surface).

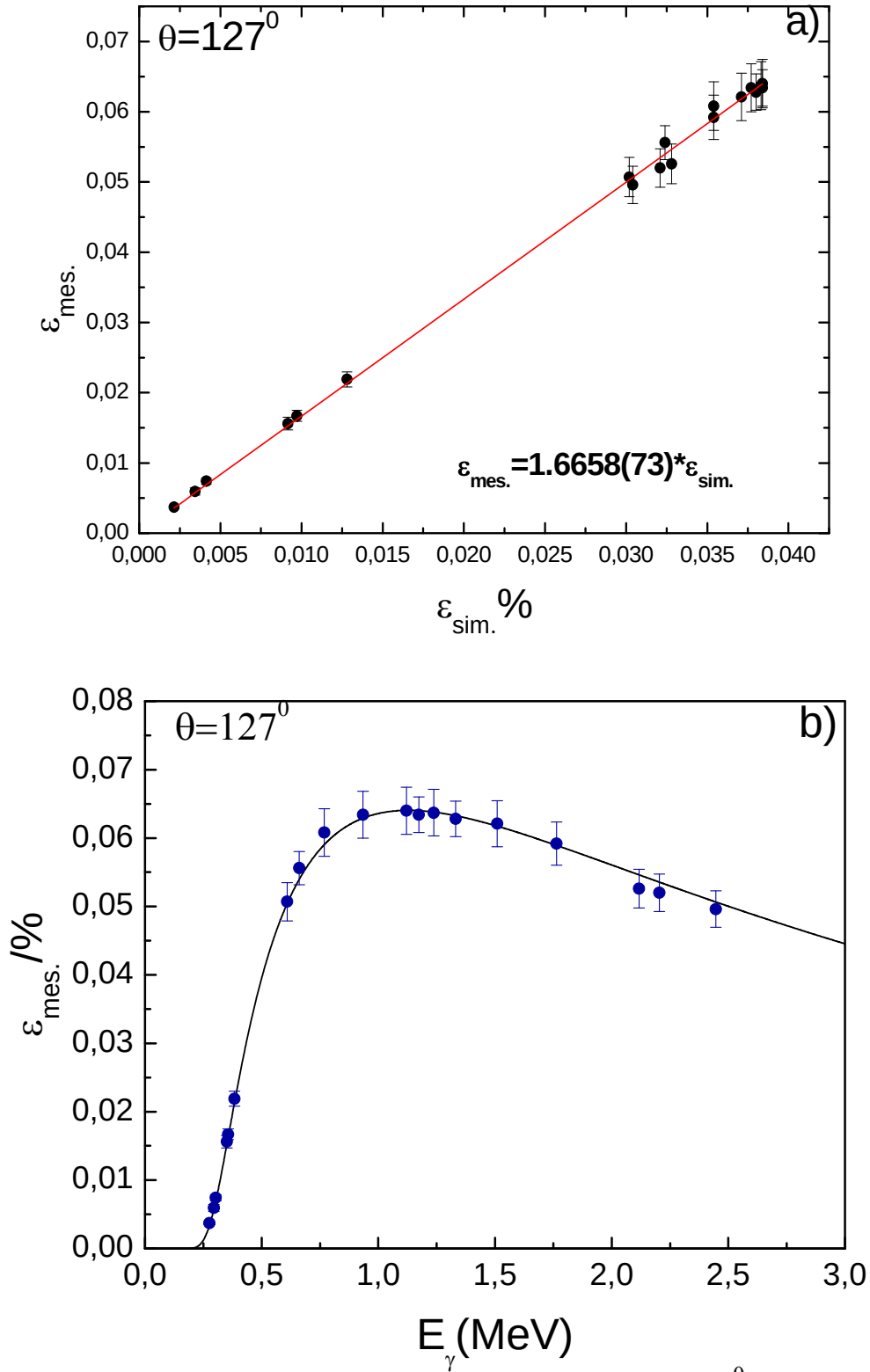


Figure 5.6 : Efficacité des deux détecteurs γ placés à 127° : a) normalisation de l'efficacité simulée à celle mesurée. b) Efficacité en fonction de l'énergie obtenue à l'aide d'une calibration utilisant des sources radioactives (cercles pleins) et à l'aide du Code GEANT3 (courbe). La chute de l'efficacité en dessous de 1MeV est due aux absorbants placés devant les détecteurs.

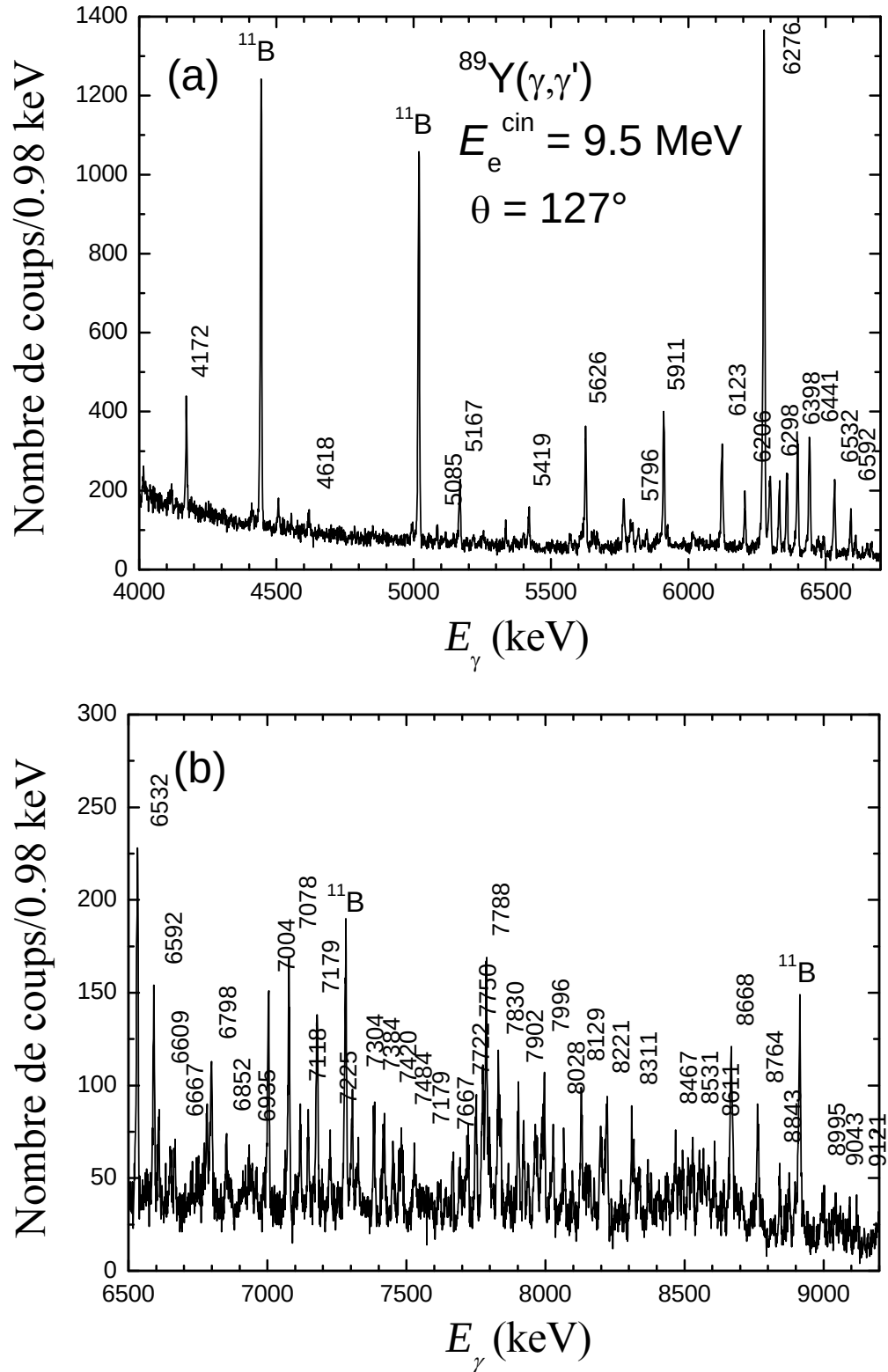


Figure 5.7 : Spectres NRF corrigés de l'efficacité de détection aux énergies finales du faisceau de Bremsstrahlung 9.5MeV a) et b).

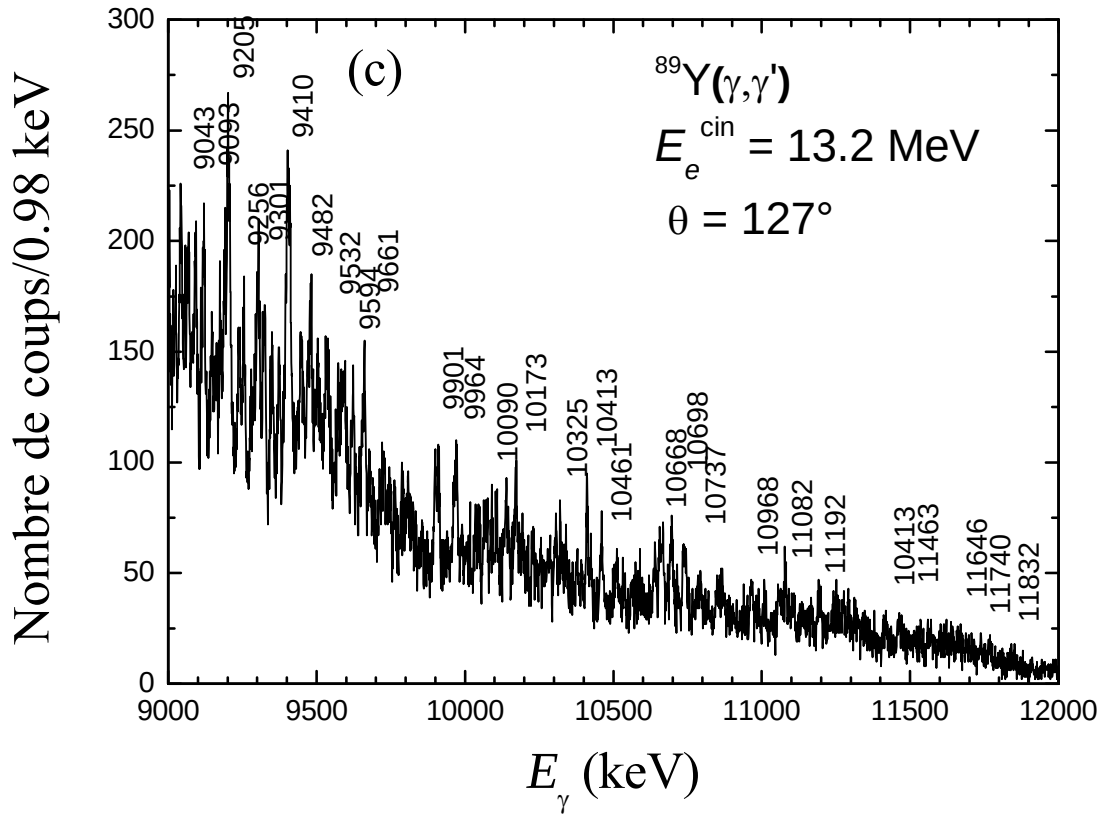


Figure 5.7 : Spectres NRF corrigés de l'efficacité de détection aux énergies finales du faisceau de Bremsstrahlung 13.2MeV c).

Dans notre cas, l'intensité collectée à un angle de diffusion θ pendant le temps t_{coll} et due à l'excitation d'un niveau d'énergie E s'écrit :

$$n(E, \theta, t_{coll}) = \phi_\gamma(E) \cdot N_c \cdot b_r \cdot \sigma_\gamma^D(E) \cdot W(\theta) \cdot \varepsilon(E, \theta) \cdot t_{coll} \quad (5.5)$$

σ_γ^D est la forme Doppler « section efficace d'absorption moyennée » (chap.3) de la section efficace d'absorption .

b_r est le rapport d'embranchement tenant compte du mode de désexcitation du niveau photo-excité. Dans notre cas, la majorité des transitions observées sont des transitions vers le fondamental, b_r est alors égal à Γ_0 / Γ : $\sigma_{\gamma\gamma}^D = b_0 \sigma_\gamma^D$ (chap.3)

$\varepsilon(E, \theta)$ est l'efficacité de détection et $W(\theta)$ est la fonction de distribution angulaire de la transition considérée.

Expérimentalement, le pic observé correspondant à cette intensité est large à cause de la résolution du détecteur (plusieurs keV) qui est plus grande que la largeur due à l'effet Doppler.

L'intensité mesurée $A(\theta, t_{coll})$ correspond alors à l'intégration de l'expression (5.5) sur la largeur du pic.

$$\begin{aligned} A(\theta, t_{coll}) &= \int_0^{+\infty} n(E, \theta, t_{coll}) dE = \phi_\gamma(E) N_c W(\theta) \varepsilon(E, \theta) t_{coll} \int_0^{+\infty} \sigma_{\gamma\gamma}^D dE \\ &= \phi_\gamma(E) N_c W(\theta) \varepsilon(E, \theta) t_{coll} I_s \end{aligned} \quad (5.6)$$

$I_s = \int_0^{+\infty} b_0 \sigma_{\gamma\gamma}^D dE = \int_0^{+\infty} \sigma_{\gamma\gamma}^D dE$ est la section efficace de diffusion intégrée associée à l'excitation d'un niveau se désexcitant vers le fondamental .

Le flux de photons $\phi_\gamma(E)$ et l'efficacité de détection peuvent être considérés comme constants. Les transitions de ^{11}B bien connues permettent de remonter à la valeur du flux incident. En effet, le flux reçu à l'énergie de chaque transition est déterminé à l'aide de (5.6):

$$\phi_\gamma(E_\gamma) = \frac{A_{mes}(\theta, t_{coll})}{\varepsilon(E_\gamma, \theta) \cdot N_c I_s \cdot W(\theta) \cdot t_{coll}} \frac{1}{\text{s.eV.cm}^2} \quad (5.7)$$

Le nombre de noyaux cibles par unité de surface est donné par :

$$N_c = \frac{M}{m_{mol}} \cdot \frac{N_A}{S} = 0.6022 \cdot \frac{M}{m_{mol}} \cdot \frac{1}{S} \frac{1}{\text{cm}^2}$$

M, m_{mol} sont respectivement la masse et la masse molaire des disques de ^{11}B placés juste derrière la cible d' ^{89}Y ; S est la surface projetée de la cible sur un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau.

La figure (5.8a) représente les variations du flux simulé ajusté aux valeurs mesurées à l'aide de l'intensité des transitions connues de ^{11}B . Les variations du facteur d'ajustement sont données par la figure (5.8b).

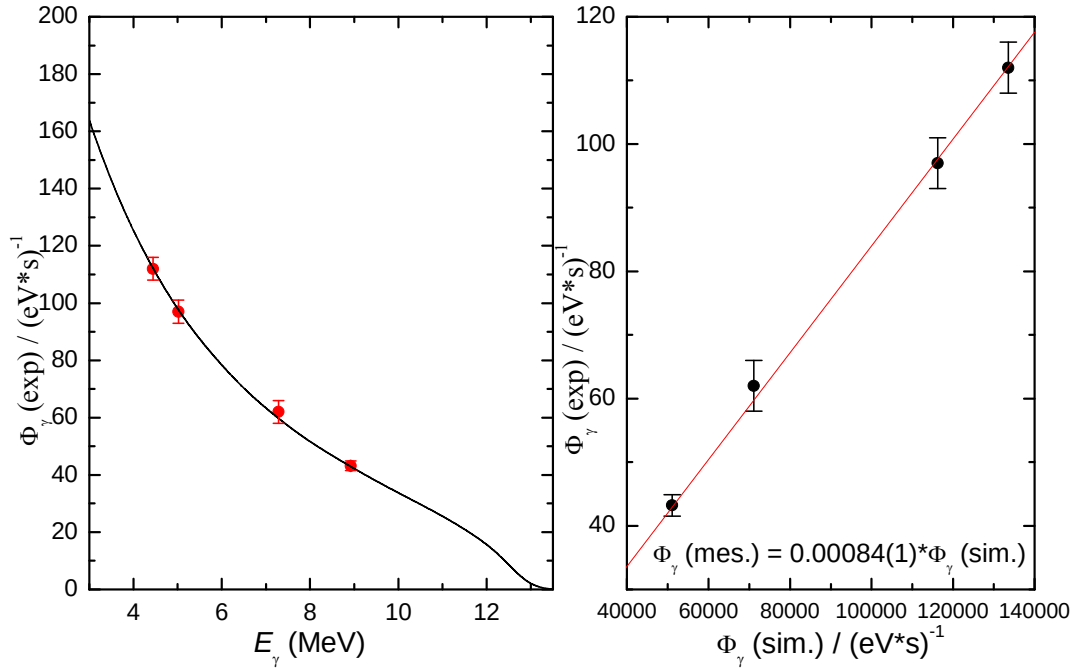


Figure 5.8 : Flux de photons incidents : a) spectre du flux de photons incidents en fonction de l'énergie: b) normalisation du flux simulé utilisant les approximations de Haug pour la section efficace de Bremsstrahlung à celui mesurée utilisant les intensités des transitions de ^{11}B .

5.2 Résultats expérimentaux- Niveaux résolus :

Dans cette partie, nous nous intéressons aux transitions associées aux niveaux résolus qui se détachent du fond continu.

5.2.1 Détermination des énergies d'excitation des niveaux du noyau ^{89}Y :

Le dispositif électronique présentant une excellente linéarité différentielle, un polynôme du premier degré de la forme $E(x) = A_0 + A_1 \cdot x$ est suffisant pour calibrer les voies d'analyse, x est le numéro de canal (position du pic) et $E(x)$, l'énergie correspondante.

Dans un premier temps, les coefficients A_0 et A_1 sont obtenus à l'aide des positions des pics de sources radioactives puis affinés en repérant les pics de ^{40}K (1460.9 keV) et de ^{11}B (5017.6 keV) sur les spectres NRF.

Le principe de conservation de l'impulsion permet d'écrire: $E_\gamma \cong E_x - \frac{E_x^2}{2Mc^2}$,
 (5.8) E_γ étant l'énergie du photon émis et E_x l'énergie du noyau émetteur. Par effet Doppler, ce photon aura en fait l'énergie apparente E_γ' à l'angle d'observation θ :

$$E_\gamma' = E_\gamma \left(1 + \frac{E_\gamma}{Mc^2} \cos \theta\right) \quad (5.9)$$

Les relations (5.8) et (5.9) permettent d'écrire :

$$E_x = E_\gamma \left(1 + \frac{E_\gamma}{2Mc^2}\right) \quad \text{et} \quad E_\gamma = E_\gamma' \left(1 - \frac{E_\gamma'}{Mc^2} \cos \theta\right) \quad (5.10)$$

5.2.2 Détermination du spin des niveaux:

Le rapport R des intensités des gammas de désexcitation d'un niveau à deux angles de diffusion 90° et 127° permet de déduire l'ordre multipolaire de la transition et par suite le spin du niveau:

$$R = \frac{I_\gamma(90^\circ)}{I_\gamma(127^\circ)} = \frac{A(90^\circ)/[\varepsilon(90^\circ).t_{coll}(90^\circ)]}{A(127^\circ)/[\varepsilon(127^\circ).t_{coll}(127^\circ)]} \quad (5.11)$$

Une constante de normalisation C corrigeant les effets de temps mort dans les chaînes d'analyse à 90° et 127° a été calculée à partir de la mesure des intensités des transitions bien connues de $^{11}\text{B}(\gamma, \gamma')$:

$$\left. \frac{W_\gamma(90^\circ)}{W_\gamma(127^\circ)} \right|^B = C \cdot \left[\frac{A(90^\circ)/[\varepsilon(90^\circ).t_{coll}(90^\circ)]}{A(127^\circ)/[\varepsilon(127^\circ).t_{coll}(127^\circ)]} \right]^B \quad (5.12)$$

d'où la constante de normalisation :

$$C = \left[\frac{A(90^\circ)/[\varepsilon(90^\circ).t_{coll}(90^\circ)]}{A(127^\circ)/[\varepsilon(127^\circ).t_{coll}(127^\circ)]} \right]^B / \left[\frac{W_\gamma(90^\circ)}{W_\gamma(127^\circ)} \right]^B \quad (5.13)$$

Et les rapports des transitions intenses du noyau ^{89}Y :

$$\left. \frac{W_\gamma(90^\circ)}{W_\gamma(127^\circ)} \right|^{^{89}\text{Y}} = C \cdot \left[\frac{A(90^\circ)/[\varepsilon(90^\circ).t_{coll}(90^\circ)]}{A(127^\circ)/[\varepsilon(127^\circ).t_{coll}(127^\circ)]} \right]^{^{89}\text{Y}} \quad (5.14)$$

Les valeurs de ces rapports sont données dans le tableau 1.

E_x (keV)	$\frac{I_\gamma(90^0)}{I_\gamma(127^0)}$	$\frac{I_{s+f}(9.5)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(9.5)}$	I_s (eV.b)	$g\Gamma_0^2 / \Gamma(\text{meV})$
1508.0(2)	0.99(4)				134(14)	79(8)
2881.7(2)	0.91(6)					
3067.7(2)	1.06(9)	3.6(7)	14.7(27)	4.1(6)	67(7)	145(15)
3107.7(2)	1.20(18)	3.6(8)	17.7(31)	4.9(8)	21(3)	53(7)
3139.5(3)	1.22(27)	4.4(10)	23.3(47)	5.1(9)	20(3)	51(8)
3516.6(2)	1.06(16)	7.6(10)	37(30)	4.9(7)	19(2)	61(8)
3992.4(2)	0.81(9)	1.3(2)	3.2(5)	2.6(4)	35(4)	145(16)
4171.7(3)	1.07(13)	1.0(2)	2.2(2)	2.3(4)	23(3)	104(13)
4617.8(15)	1.30(48)	1.8(7)	1.9(6)	1.1(4)	7(2)	39(12)
4625.8(5)	0.97(77)			2.4(2)	2(1)	11(6)
4993.5(15)	0.81(38)	1.5(6)	3.1(10)	2.0(8)	6(2)	39(13)
5085.4(6)	0.92(30)	1.6(5)	4.0(10)	2.6(6)	8(2)	54(13)
5167.7(3)	0.81(8)	0.8(2)	1.1(2)	1.3(2)	30(4)	208(28)
5419.4(5)	0.69(14)	1.1(2)	1.6(3)	1.5(3)	17(3)	130(23)
5614.4(15)	1.00(33)			0.7(3)	6(2)	49(16)
5625.8(2)	0.89(6)	0.9(2)	1.1(2)	1.2(2)	63(7)	519(58)
5653.9(15)	1.07(63)	0.8(4)	2.5(10)	3.2(17)	6(3)	50(25)
5789.4(8)	0.74(19)			1.7(4)	10(2)	87(17)
5796.4(8)	1.20(26)	7.3(2)	1.5(4)	2.0(5)	11(2)	96(17)
5910.7(2)	0.90(6)	0.8(2)	0.9(2)	1.0(1)	74(8)	673(73)
5923.4(9)	0.48(22)	0.6(2)	0.87(2)	1.4(4)	8(2)	73(18)
6122.9(2)	0.81(7)	1.0(2)	1.1(2)	1.2(2)	79(9)	771(50)
6206.3(3)	1.08(14)	1.5(4)	1.0(5)	1.0(2)	35(5)	350(50)
6275.6(2)	0.88(4)	1.0(2)	1.1(2)	1.0(1)	409(43)	4191(441)
6297.6(3)	0.93(10)	1.3(3)	1.4(3)	1.1(2)	70(8)	722(83)
6331.6(3)	0.78(8)	1.1(3)	1.2(3)	1.1(2)	53(6)	552(63)
6359.1(2)	1.03(8)	1.2(3)	1.3(3)	1.0(2)	60(7)	631(74)
6398.2(2)	1.07(7)	1.3(3)	1.5(3)	1.2(2)	95(10)	1012(107)
6441.5(2)	1.04(6)	1.4(3)	1.4(3)	1.0(1)	96(10)	1036(108)
6472.3(18)	1.17(47)	2.1(1)	2.3(10)	1.2(5)	12(4)	131(44)
6479(3)	0.66(34)			0.6(5)	7(3)	76(33)
6493.5(8)	1.28(37)	2.8(11)	2.6(9)	0.9(3)	18(4)	197(44)
6532.3(3)	0.96(7)	1.5(4)	1.7(4)	1.1(2)	69(8)	766(89)
6592.2(3)	0.94(12)	1.8(5)	2.4(6)	1.3(2)	37(5)	418(57)
6608.9(5)	1.13(22)	2.3(8)	3.9(1)	1.7(4)	17(3)	193(34)
6651.6(8)	1.26(35)			2.1(6)	12(3)	138(35)
6666.8(8)	1.12(32)			2.2(6)	12(3)	139(35)
6728(2)	1.17(55)			4.3(18)	5(2)	59(24)
6751.1(12)	1.40(39)			1.4(4)	8(2)	95(24)
6772.0(14)	0.87(26)			1.1(3)	9(2)	107(24)
6782.9(6)	0.86(14)			1.4(3)	21(3)	251(36)
6798.2(5)	0.88(11)			1.2(2)	35(5)	421(60)
6852.4(8)	1.10(31)			1.2(3)	17(3)	208(37)
6866(2)	2.81(152)			2.0(11)	5(2)	61(25)
6921(2)	1.40(67)				4(2)	50(25)
6934.7(11)	0.93(20)			1.1(2)	11(2)	138(25)
6944.5(12)	0.91(23)			1.1(3)	10(2)	125(25)
6959.6(14)	0.41(22)			7.2(3)	8(2)	101(25)
6987.4(15)	0.58(27)			1.1(4)	7(2)	89(25)
7003.8(3)	0.83(7)			9.7(1)	57(6)	728(77)

Tableau 1 : Niveaux attribués au noyau ^{89}Y [Beno09] (voir texte)

E_x (keV)	$\frac{I_\gamma(90^0)}{I_\gamma(127^0)}$	$\frac{I_{s+f}(9.5)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(9.5)}$	I_s (eV.b)	$g\Gamma_0^2 / \Gamma(\text{meV})$
7066.8(15)	1.14(31)			1.5(4)	10(2)	130(26)
7077.7(3)	1.00(9)			1.1(2)	65(8)	847(104)
7106(3)	1.76(89)			1.3(7)	5(2)	66(26)
7118.2(6)	0.84(14)			1.0(2)	23(3)	303(40)
7147.1(6)	0.76(13)			1.0(2)	25(4)	332(53)
7178.6(3)	0.80(7)			1.1(2)	59(7)	791(94)
7198(2)	1.11(59)			1.3(7)	6(2)	81(27)
7225.3(8)	1.03(25)			1.0(3)	23(5)	312(68)
7240(3)	1.12(79)			0.3(2)	7(4)	95(55)
7255(3)	0.80(69)				4(2)	55(27)
7304.4(5)	0.89(12)			1.1(2)	32(4)	444(56)
7325.4(9)	1.27(28)			1.1(3)	15(3)	209(42)
7383.7(5)	0.98(12)			1.0(2)	33(4)	468(57)
7420.4(8)	0.90(16)			2.3(5)	29(5)	416(72)
7452.1(8)	0.94(22)			1.1(3)	23(5)	332(72)
7475.2(15)	0.94(24)			0.9(3)	18(4)	262(58)
7484.1(11)	0.90(20)			1.0(2)	25(5)	364(73)
7527.9(14)	0.54(22)			1.2(3)	20(4)	295(59)
7536(3)	0.54(38)			1.3(1)	10(3)	148(44)
7548(5)	0.23(19)				5(3)	74(44)
7556(4)	1.05(47)			0.7(4)	8(3)	119(45)
7566(3)	0.48(34)				7(3)	104(45)
7588.1(18)	0.44(25)				10(3)	150(45)
7618.4(9)	1.10(28)			1.3(4)	15(3)	227(45)
7640.8(11)	0.97(33)			2.9(8)	12(3)	182(46)
7652.3(20)	0.63(42)			4.2(17)	7(3)	107(46)
7666.1(6)	0.97(22)			1.3(4)	26(5)	398(76)
7692.2(8)	0.70(17)			1.0(2)	22(4)	339(62)
7703.3(15)	1.03(36)			1.6(5)	11(3)	170(46)
7714.0(14)	0.89(25)			0.9(3)	18(4)	279(62)
7722.2(9)	0.75(19)			1.4(3)	27(5)	419(78)
7750.5(5)	0.89(10)			1.1(2)	50(6)	782(94)
7774.4(5)	0.90(8)			1.1(2)	61(7)	959(110)
7787.5(3)	1.03(7)			1.1(2)	101(11)	1594(174)
7799.2(8)	0.83(13)			1.0(2)	30(4)	475(63)
7811.8(17)	1.04(33)			1.1(4)	12(3)	191(48)
7830.2(6)	0.88(11)			1.1(2)	57(7)	909(112)
7838.7(8)	0.68(13)			0.9(2)	36(5)	576(80)
7866.8(17)	0.46(26)			0.8(4)	18(7)	290(112)
7902.5(5)	0.89(15)			1.0(2)	50(8)	812(130)
7920.5(3)	0.43(131)			1.5(6)	15(5)	245(82)
7922.7(2)	1.99(1.1)			1.3(3)	19(2)	310(33)
7937.8(9)	1.10(29)			0.9(3)	24(5)	393(82)
7961.7(11)	0.77(26)			0.8(2)	32(6)	528(99)
7968.8(9)	0.91(33)			0.9(2)	34(6)	562(99)
7986.0(8)	0.63(14)			0.9(2)	41(6)	680(100)
7996.1(5)	1.03(17)			0.9(2)	66(9)	1098(150)
8018(2)	0.92(50)			1.2(5)	11(4)	184(67)
8027.7(8)	0.97(14)			1.0(2)	34(5)	570(84)
8067.3(5)	0.72(9)			1.2(3)	32(6)	542(102)

Tableau 1 : Niveaux attribués au noyau ^{89}Y [Beno09] (voir texte)

E_x (keV)	$\frac{I_\gamma(90^0)}{I_\gamma(127^0)}$	$\frac{I_{s+f}(9.5)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(9.5)}$	I_s (eV.b)	$g\Gamma_0^2 / \Gamma(\text{meV})$
8099.0(14)	0.47(25)			7.0(2)	16(4)	273(68)
8129.3(3)	0.89(7)			1.1(2)	69(9)	1187(155)
8142.1(12)	1.10(22)			1.2(4)	19(5)	328(86)
8150.8(17)	1.02(27)			0.8(2)	23(5)	398(86)
8159.7(9)	0.98(20)			1.0(2)	28(5)	485(87)
8175.6(9)	0.86(20)			1.0(3)	19(5)	330(87)
8198.9(5)	0.81(8)			0.9(2)	63(8)	1102(140)
8210.9(8)	0.93(14)			1.0(2)	30(6)	526(105)
8221.2(3)	0.91(7)			1.2(2)	73(10)	1284(176)
8270.7(6)	1.27(44)			0.9(3)	19(5)	338(89)
8285.4(17)	2.41(160)			0.7(4)	9(4)	161(71)
8311.0(5)	0.93(12)			1.1(2)	45(7)	809(126)
8320.1(6)	1.02(14)			1.02(2)	40(6)	721(108)
8330.4(14)	0.68(20)			1.5(6)	14(5)	253(90)
8338.1(8)	0.71(12)			1.3(3)	31(6)	561(109)
8369(2)	0.37(21)			2.2(1)	17(4)	310(73)
8380.0(9)	0.67(31)			2.5(1)	16(4)	292(73)
8403.1(9)	1.05(46)			2.4(7)	19(4)	349(73)
8438.0(8)	0.64(14)			1.7(5)	21(5)	389(93)
8455(4)	0.43(43)			0.6(4)	15(4)	279(74)
8466.9(8)	0.84(15)			1.5(3)	42(7)	783(131)
8483.2(9)	0.87(20)			1.1(5)	31(5)	580(94)
8495.2(8)	0.65(15)			1.4(3)	35(6)	657(113)
8513.5(5)	0.67(11)			1.2(3)	39(7)	736(132)
8530.6(8)	0.80(24)			1.1(2)	53(8)	1004(151)
8548.3(12)	0.79(20)			0.9(3)	28(7)	532(133)
8556.0(9)	0.55(15)			1.8(6)	18(6)	343(114)
8568.0(6)	0.67(11)			1.4(3)	36(7)	688(134)
8586.9(6)	0.68(13)			1.2(3)	36(7)	691(134)
8603(3)	1.00(66)				10(5)	193(96)
8610.8(12)	0.77(38)			1.3(5)	33(8)	637(154)
8642.1(8)	0.70(30)				20(6)	389(117)
8668.0(5)	1.00(10)			0.9(2)	168(22)	3284(430)
8764.2(3)	0.91(7)			1.2(2)	97(13)	1939(260)
8779.3(11)	0.98(20)				16(5)	321(100)
8843.4(5)	0.63(11)			1.4(4)	55(12)	1119(244)
8864(4)	1.95(171)				17(7)	348(143)
8877.3(5)	0.96(13)			0.9(2)	55(12)	1128(246)
8899.3(6)	0.72(12)			1.0(3)	41(9)	845(185)
8926.3(14)	0.49(32)				23(5)	477(104)
8981(3)	1.41(60)				13(5)	273(105)
8994.5(17)	0.84(22)				39(8)	821(168)
9002.8(15)	1.26(29)				41(9)	865(190)
9024.2(9)	1.04(26)				30(6)	636(127)
9043.4(6)	0.83(14)				59(8)	1256(170)
9057.8(15)	1.06(26)				29(6)	619(128)
9069.0(11)	0.73(16)				48(7)	1027(150)
9082(2)	0.82(37)				18(5)	386(107)
9093.4(8)	0.79(18)				53(9)	1140(194)
9112.7(19)	0.32(27)				25(6)	540(130)

Tableau 1 : Niveaux attribués au noyau ^{89}Y [Beno09] (voir texte)

E_x (keV)	$\frac{I_\gamma(90^0)}{I_\gamma(127^0)}$	$\frac{I_{s+f}(9.5)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(9.5)}$	I_s (eV.b)	$g\Gamma_0^2 / \Gamma(\text{meV})$
9121.4(8)	0.75(22)				50(11)	1082(238)
9147.0(9)	0.99(26)				31(6)	675(131)
9161.2(14)	0.78(27)				22(5)	480(109)
9175.7(9)	0.78(20)				31(5)	679(110)
9191.2(8)	0.78(14)				44(6)	967(132)
9204.5(5)	0.79(9)				90(10)	1984(220)
9240.0(6)	0.95(17)				39(6)	859(122)
9256.1(6)	0.90(17)				45(7)	1003(156)
9280.2(15)	0.92(44)				17(4)	381(90)
9290.8(15)	0.76(15)				21(4)	472(90)
9301.1(12)	0.31(5)				48(8)	1081(180)
9301.1(12)	0.31(5)				48(8)	1081(180)
9308.4(14)	1.46(39)				39(7)	879(158)
9320(2)	0.53(38)				24(8)	542(181)
9326.7(11)	1.21(31)				44(9)	996(204)
9351.2(8)	0.66(19)				55(12)	1251(273)
9374.7(8)	0.40(18)				59(16)	1349(366)
9401.8(18)	1.08(33)				63(16)	1449(368)
9410.0(17)	1.25(26)				77(17)	1774(392)
9449.6(9)	1.64(31)				46(7)	1069(131)
9471(3)	0.17(41)				24(7)	560(163)
9482.0(15)	1.43(39)				55(10)	1287(234)
9503(3)	0.33(28)				37(15)	869(353)
9532(4)	0.51(43)				31(14)	733(331)
9541(3)	1.99(84)				33(12)	782(2584)
9575.6(18)	1.58(66)				42(9)	1002(215)
9593.6(15)	1.43(50)				52(11)	1245(263)
9623.7(11)	0.90(23)				33(7)	795(169)
9660.9(8)	1.01(16)				48(7)	1166(170)
9679.4(2)	1.33(59)				12(5)	293(122)
9901.0(8)	1.04(20)				31(5)	791(128)
9912.0(8)	1.03(22)				30(5)	767(128)
9964.2(9)	0.96(20)				22(4)	568(103)
9973.2(6)	0.62(11)				36(5)	932(129)
9990.3(12)	0.79(28)				12(3)	312(78)
10005.8(15)	0.56(32)				9(3)	234(78)
10017.6(18)	0.68(45)				8(3)	209(78)
10037.4(15)	0.38(20)				22(8)	577(210)
10049(2)	0.50(33)				21(11)	552(289)
10065(4)	0.20(15)				19(14)	501(369)
10073.9(19)	0.64(55)				26(20)	687(528)
10091.3(14)	0.41(31)				25(16)	662(424)
10108.2(14)	0.66(43)				258(15)	665(399)
10141.3(12)	0.68(19)				40(9)	1070(241)
10173.0(11)	0.71(18)				45(8)	1212(215)
10194.5(24)	0.59(36)				20(5)	541(135)
10276.2(19)	0.36(35)				11(5)	302(137)
10286.9(19)	0.96(34)				18(5)	496(138)
10307.1(11)	0.73(20)				28(5)	774(138)
10324.5(12)	0.46(17)				23(4)	638(111)

Tableau 1 : Niveaux attribués au noyau ^{89}Y [Beno09] (voir texte)

E_x (keV)	$\frac{I_\gamma(90^0)}{I_\gamma(127^0)}$	$\frac{I_{s+f}(9.5)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(9.5)}$	I_s (eV.b)	$g\Gamma_0^2 / \Gamma(\text{meV})$
10340.5(15)	0.24(18)				18(4)	501(111)
10379.3(9)	1.07(41)				14(4)	392(112)
10395.0(12)	0.46(17)				11(3)	309(84)
10412.7(7)	0.74(14)				39(5)	1100(141)
10424.8(9)	0.96(26)				19(3)	537(85)
10460.9(18)	0.67(27)				28(8)	797(228)
10469(6)	1.81(151)				7(5)	200(143)
10504(5)					9(4)	258(115)
10513.8(15)					21(6)	604(173)
10538.1(19)					13(5)	376(144)
10641.6(11)					25(5)	737(147)
10659.7(18)					25(5)	739(148)
10668.2(11)					28(6)	829(178)
10697.4(8)					35(6)	1042(179)
10736.8(14)					29(8)	870(240)
10744.5(18)					25(7)	751(210)
10744.5(18)					25(7)	751(210)
10753(3)					11(5)	331(150)
10967.5(11)					25(6)	782(188)
11058.9(15)					19(4)	605(127)
11069(2)					13(4)	414(128)
11081.8(9)					26(5)	831(160)
11106.9(18)					12(4)	385(128)
11192.5(19)					18(7)	587(228)
11200(2)					14(6)	457(196)
11419.3(14)					19(4)	645(136)
11463.0(18)					18(4)	615(137)
11474(3)					10(4)	343(137)
11498(3)					7(4)	241(138)
11517(2)					8(5)	276(173)
11535.9(5)					6(2)	208(69)
11560.7(8)					8(3)	278(104)
11571.2(8)					6(3)	209(105)
11601.8(17)					9(4)	315(140)
11611(2)					7(3)	246(105)
11623(3)					9(4)	316(141)
11646.0(19)					7(4)	247(142)
11660.4(14)					10(7)	354(248)
11669.3(18)					7(6)	248(213)
11691.4(18)					7(5)	249(178)
11739.8(12)					1.3(3)	466(108)
11770.0(12)					12(3)	433(108)
11802(2)					9(4)	326(145)
11817(3)					5(2)	182(73)
11832.1(15)					10(4)	364(146)
11843(2)					6(3)	219(109)
11854(2)					8(3)	293(110)
11873.5(19)					5(3)	183(110)
11913.2(14)					8(3)	295(111)

Tableau 1 : Niveaux attribués au noyau ^{89}Y [Beno09] (voir texte)

E_x (keV)	$\frac{I_\gamma(90^\circ)}{I_\gamma(127^\circ)}$	$\frac{I_{s+f}(9.5)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(7.0)}$	$\frac{I_{s+f}(13.2)}{I_{s+f}(9.5)}$	I_s (eV.b)	$g\Gamma_0^2 / \Gamma(\text{meV})$
11946.9(18)					4(2)	149(74)
11962.3(14)					5(2)	186(74)
11984(2)					3(2)	112(75)
11991(2)					4(2)	150(75)

Tableau 1 : Niveaux attribués au noyau ^{89}Y [Beno09] (voir texte)

Le spin et la parité de l'état fondamental du noyau ^{89}Y étant $1/2^-$, le spin des niveaux peuplés par des photons ne peuvent être que $3/2$ (transition dipolaire) ou $5/2$ (transition quadrupolaire). Pour trancher entre ces deux cas, le rapport mesuré de la distribution des gammas de désexcitation du niveau d'intérêt est comparé à la valeur théorique. Ce rapport (relation 3.16) a pour valeur 0.867 si la transition est purement dipolaire et 1.159 pour une transition purement quadrupolaire.

La figure 5.9 présente les valeurs de ce rapport mesuré pour les transitions identifiées dans $^{89}\text{Y}(\gamma, \gamma')$.

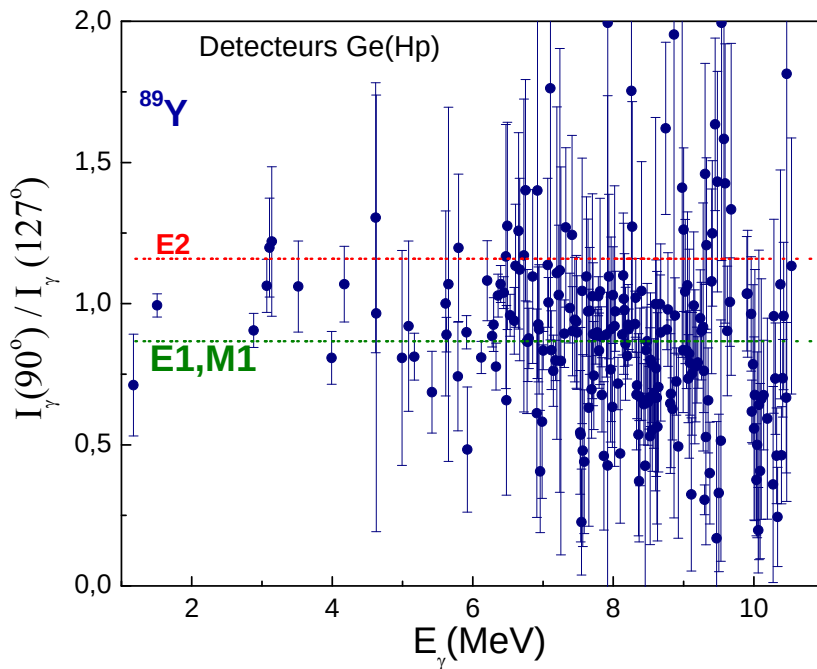


Figure 5.9 : Rapport des intensités mesurées à 90° et 127° des transitions identifiées dans $^{89}\text{Y}(\gamma, \gamma')$.

Cette figure montre la présence d'une forte concentration de transitions dipolaires.

5.2.3 Détermination de la section efficace intégrée de diffusion I_s :

La section efficace intégrée de diffusion I_s est mesurée en fonction de l'intensité d'une transition de ^{11}B prise comme référence et générée dans les mêmes conditions expérimentales que les transitions de ^{89}Y . On peut donc écrire:

$$\left(\frac{A(\theta)}{\phi_\gamma(E).N_c.I_s.W(\theta).\varepsilon(E,\theta)} \right)^{^{89}\text{Y}} = \left(\frac{A(\theta)}{\phi_\gamma(E).N_c.I_s.W(\theta).\varepsilon(E,\theta)} \right)^{^{11}\text{B}} \quad (5.16)$$

$$\text{Soit : } I_s^{^{89}\text{Y}} = \frac{N_c^{^{11}\text{B}}}{N_c^{^{89}\text{Y}}} \left(\frac{\phi_\gamma(E).I_s.W(\theta).\varepsilon(E,\theta)}{A(\theta)} \right)^{^{11}\text{B}} \cdot \left(\frac{A(\theta)}{\phi_\gamma(E).W(\theta).\varepsilon(E,\theta)} \right)^{^{89}\text{Y}} \quad (5.17)$$

Pour les niveaux qui se dés excitent directement vers le fondamental ($\Gamma = \Gamma_0$), les largeurs de niveaux et les probabilités de transitions peuvent être calculées à partir des équations (3.11) et (3.12).

Pour un niveau donné, le rapport d'embranchement vers le fondamental $B_{r,0}$ d'une transition dés excitant ce niveau vers le fondamental est le rapport de l'intensité correspondante à l'intensité totale de toutes les transitions qui le dés excitent vers les niveaux intermédiaires :

$$B_{r,0} = \frac{\Gamma_0}{\Gamma} = \frac{\Gamma_0}{\sum_{i=1}^n \Gamma_i} = \frac{I_0}{\sum_{i=1}^n I_i} = \frac{A_0/(\varepsilon_0 W_0)}{\sum_{i=1}^n A_i/(\varepsilon_i W_i)} \quad (5.19)$$

Le rapport d'embranchement de la transition dés excitant ce niveau vers un niveau intermédiaire est :

$$B_{r,f} = \frac{\Gamma_f}{\Gamma} = \frac{\Gamma_f}{\sum_{i=1}^n \Gamma_i} \quad (5.20)$$

Les valeurs des sections efficaces intégrées déduites des mesures à 90° et à 127° respectivement sont en bon accord aussi bien à 9.5 MeV qu'à 13.5 MeV (figure 5.10).

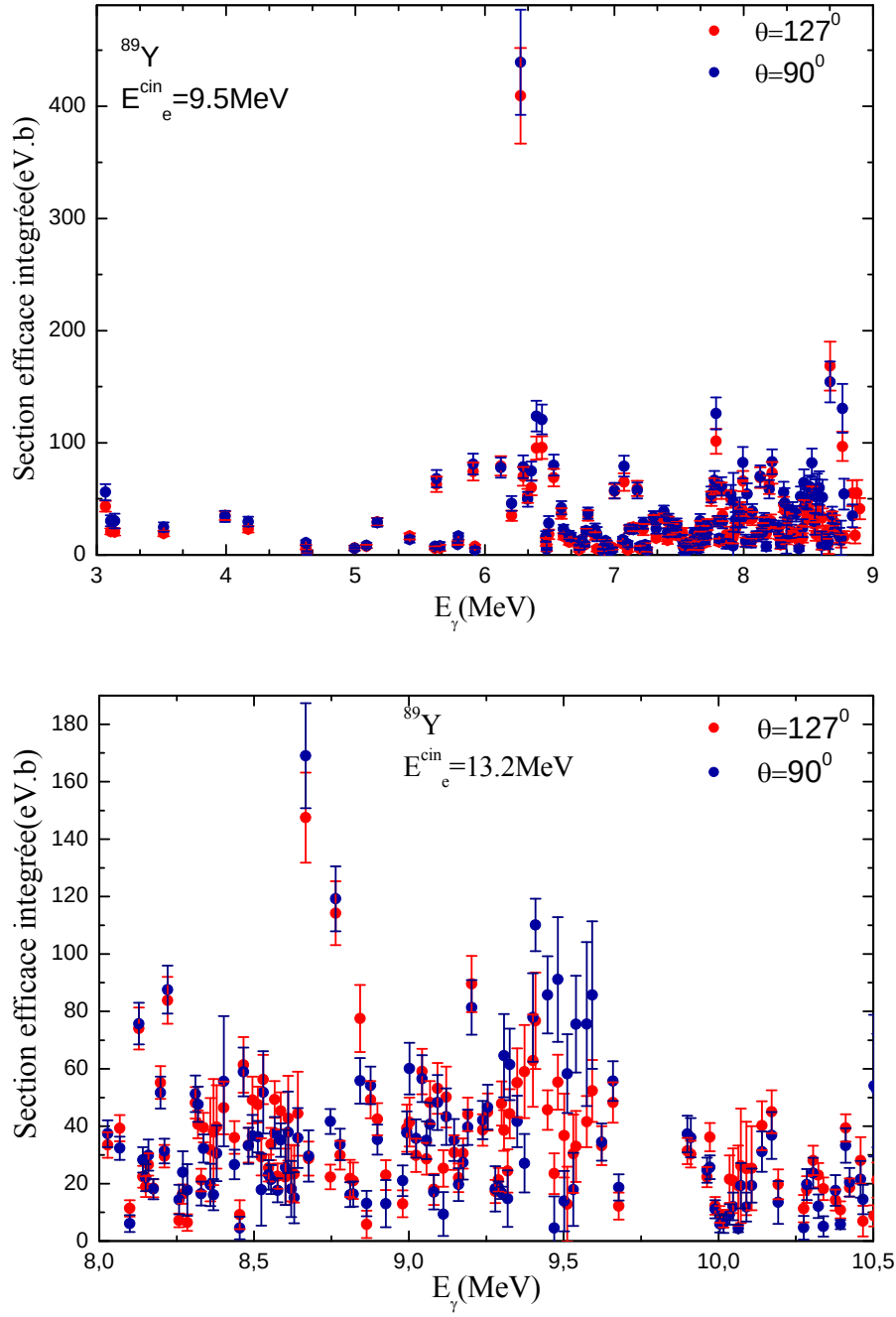


Figure 5.10 : Comparaison des sections efficaces intégrées déduites des mesures à 90° et 127° et aux énergies 9.5 MeV (a) et 13.5 MeV (b).

5.2.4 Limite de détection:

Toute mesure du nombre d'évènements observés sous un pic est sujette à des fluctuations statistiques, il est alors nécessaire de fixer, par convention, une limite inférieure à la valeur enregistrée afin de l'accepter ou de la rejeter étant donné que ladite mesure est toujours effectuée en présence de bruit de fond. La distribution de ces fluctuations suit la forme d'une gaussienne:

$$G(N_p) = \frac{e^{-\frac{(N_p - \mu_p)^2}{2\sigma_p^2}}}{\sqrt{2\pi\sigma_p^2}} \quad (5.21)$$

μ_p étant la valeur moyenne et $\sigma_p^2 = \mu$ est la déviation standard (variance).

La figure 5.11 montre cette distribution dans le cas d'un pic réellement présent et dans le cas d'un pic hypothétique.

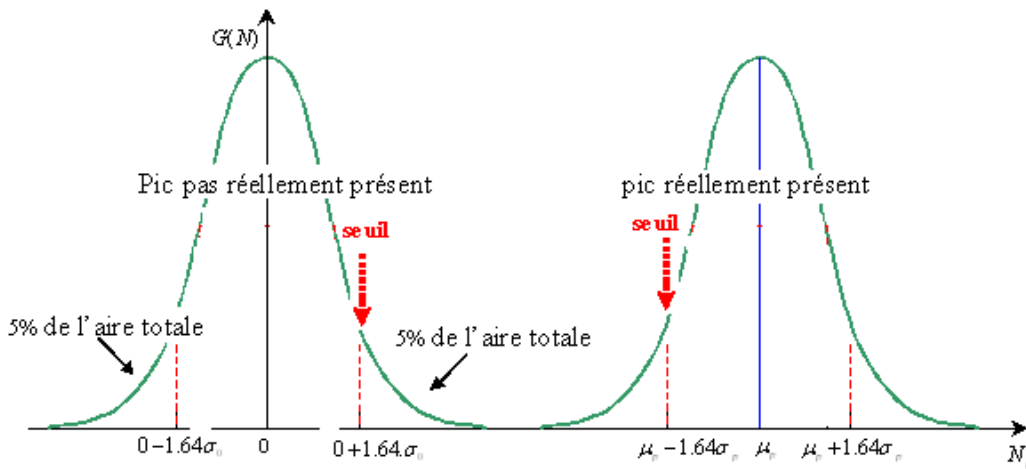


Figure 5.11 : Distribution de Gauss des événements N_p dans un pic observé en présence d'un bruit de fond: a) cas d'un pic hypothétique, b) cas d'un pic réellement présent.

On peut montrer que 90% des valeurs N de la mesure de l'aire sous le pic sont répartis autour d'une valeur moyenne μ dans l'intervalle $[\mu - 1.64\sigma, \mu + 1.64\sigma]$.

Si le pic n'est pas réellement présent, la convention [Jenk95] a été fixée à un seuil N_0 dont la probabilité est de 5% soit :

$$N_0 = 0 + 1.6449\sigma_0 \quad (5.22)$$

Lorsque le pic est réellement présent, la convention a été fixée à la plus petite valeur N_p correspondant à une probabilité de 5% soit :

$$N_p = \mu_p - 1.6449\sigma_p = P_{DL} - 1.6449\sigma_p \quad (5.23)$$

P_{DL} est la limite inférieure de l'intensité du pic qui pourrait être mesurée.

Sachant que la valeur N mesurée peut correspondre à l'un des deux cas, la limite de détection P_{DL} est alors déterminée en égalant les équations (5.22), (5.23). On obtient alors :

$$P_{DL} = 1.6449(\sigma_0 + \sigma_p) \quad (5.24)$$

Les déviations standards σ_0 et σ_p sont déterminées à partir de l'estimation de l'aire sous le pic et de celle du bruit de fond (figure 5.12) .

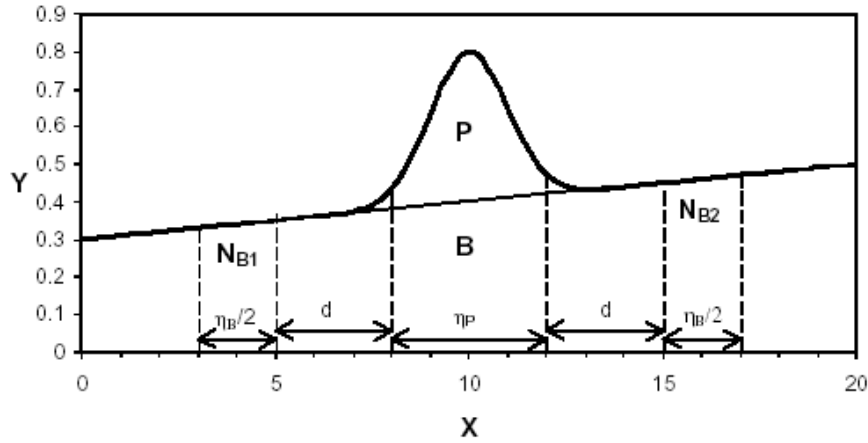


Figure 5.12 : Définitions des quantités utilisées [Jenk97].

Une région d'intérêt de largeur η_p et de surface N_T est définie sous le pic surplombant le bruit de fond : $N_T = P + B$.

En définissant deux régions de bruit de fond de largeurs $\eta_B/2$ de part et d'autre du pic de surfaces respectives N_{B_1} et N_{B_2} , le bruit de fond au dessous du pic est estimé

$$\text{comme : } M_B = \frac{\eta_p}{\eta_B} (N_{B_1} + N_{B_2}) \approx B \quad (5.25)$$

de déviation standard :

$$\sigma_{M_B} \approx \frac{\eta_p}{\eta_B} \sqrt{N_{B_1} + N_{B_2}} \approx \frac{\eta_p}{\eta_B} \sqrt{\frac{\eta_B}{\eta_p} B} \quad (5.26)$$

L'aire sous le pic étant : $P \approx N_T - B$, sa déviation standard est :

$$\sigma_p = \sqrt{\sigma_{N_T}^2 + \sigma_{M_B}^2} \approx \sqrt{P + (1 + \frac{\eta_p}{\eta_B})B} \quad (5.27)$$

La déviation standard lorsque le nombre de coups du pic est nul est alors :

$$\sigma_0 = \sqrt{(1 + \frac{\eta_p}{\eta_B})B} \quad (5.28)$$

A l'aide de l'équation (5.24), le seuil de détection du nombre de coups total d'un pic P_{DL} est obtenu en utilisant le fait que $P_{DL} \ll B$ soit :

$$P_{DL} = 2 \times 1.6449 \sqrt{(1 + \frac{\eta_p}{\eta_B})B} \quad (5.29)$$

Dans le cas des pics des transitions observées dans ^{89}Y , nous avons utilisé le programme de fit « gf3 » qui permet d'obtenir l'évolution du bruit de fond dans le spectre. La largeur du bruit de fond sous le pic a été choisie identique à la largeur à mi-hauteur FWHM qui elle-même dépend de l'énergie de la transition associée au pic (fig 5.5).

La limite de détection calculée en termes de probabilités de transitions pour chaque seuil d'intensité du pic en fonction de l'énergie est présentée sur la figure 5.13. Ces résultats montrent que cette limite devient pratiquement indépendante de l'énergie du pic à partir de 5 MeV environ.

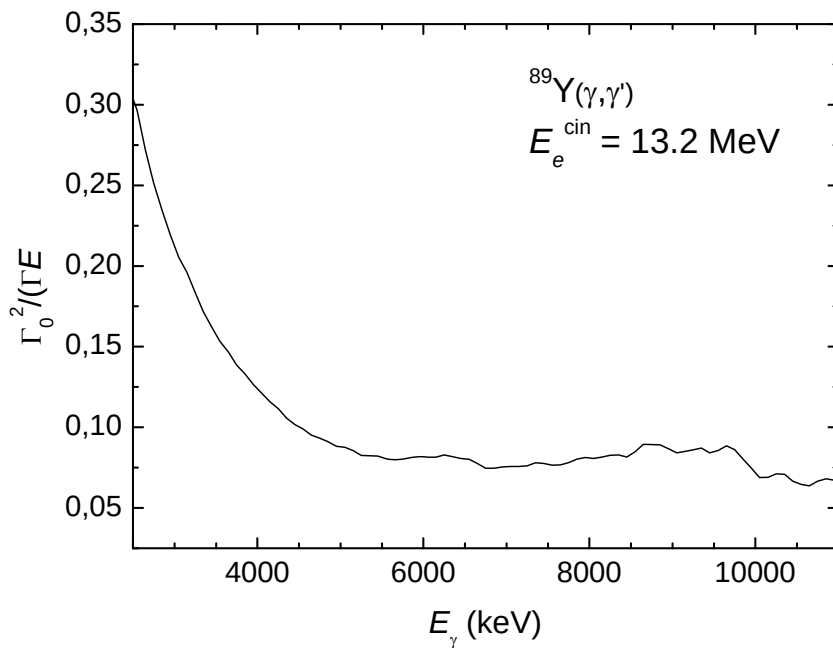


Figure 5.13 : Limites de détection dans les mesures à l'énergie finale 13.2 MeV du faisceau de Bremsstrahlung..

5.3 Analyse des résultats

Le spin et la parité des états identifiés n'ont pu être déterminés, seule une comparaison aux états excités des noyaux cœur ^{88}Sr [Piet02, Schwe07] et ^{90}Zr [Schw08] (N=50) permet d'interpréter les niveaux observés de ^{89}Y . L'état fondamental présente la configuration $\pi p_{1/2}$.

La distribution de la largeur réduite mesurée donnée par le produit $g\Gamma_0^2/\Gamma$ est présentée sur la figure 5.12.

Sur cette figure, on peut noter deux groupes d'états dans chaque noyau, le premier s'étendant de 0 à 5 MeV est associé à l'excitation de phonons et l'autre de collectivité très importante et de densité élevée allant de 5 MeV jusqu'à l'énergie seuil. Par analogie aux noyaux cœurs et principalement ^{88}Sr dont les états sont mieux connus, le premier groupe est associé à l'excitation de phonons. Le deuxième pourrait être associé à l'excitation Pygmy identifié dans les noyaux cœurs ^{88}Sr [Schwe07] et ^{90}Zr [Schw08] et aussi dans les autres fermetures de couches N=20, N=82, Z=50.

Dans le noyau ^{88}Sr , deux états de spin et parité 1^+ et 1^- ont été observés aux énergies 3486 keV et 4742.7 keV [Metz75, Piet02] respectivement. L'état 1^- se désexcitant vers le fondamental par une transition E1 présente une structure à 2 phonons $\left[2_1^+ \otimes 3_1^+\right]_-$. L'état 1^+ est probablement similaire à celui identifié dans ^{96}Mo et ^{92}Zr [Frans04], il se désexcite par une transition intense M1 dont la structure correspond à deux phonons $\left[2_1^+ \otimes 2_{ms}^+\right]_+$ dont l'un est à symétrie proton-neutron de valence pure et l'autre mélangé (MS) [Frans03].

Dans la région de fermeture de la couche N=82, l'énergie 1^- des 2 phonons $\left[2^+ \otimes 3^-\right]_-$ est comparable à l'énergie somme des 2 phonons : $E_{[2^+ \otimes 3^-]} \cong E_{2^+} + E_{3^-}$ indiquant un couplage harmonique. Cependant dans la région de masse $A \approx 90$ près de la fermeture de la couche N=50, la situation semble différente, des expériences NRF ont montré que l'énergie d'excitation de l'état 1^- est plus grande que l'énergie somme des 2 phonons de 170keV dans ^{88}Sr [Piet02] et 400 keV environ dans ^{96}Mo et ^{92}Zr [Frans04]. Cet écart montre que le couplage des 2 phonons 1^- est anharmonique dans ces noyaux.

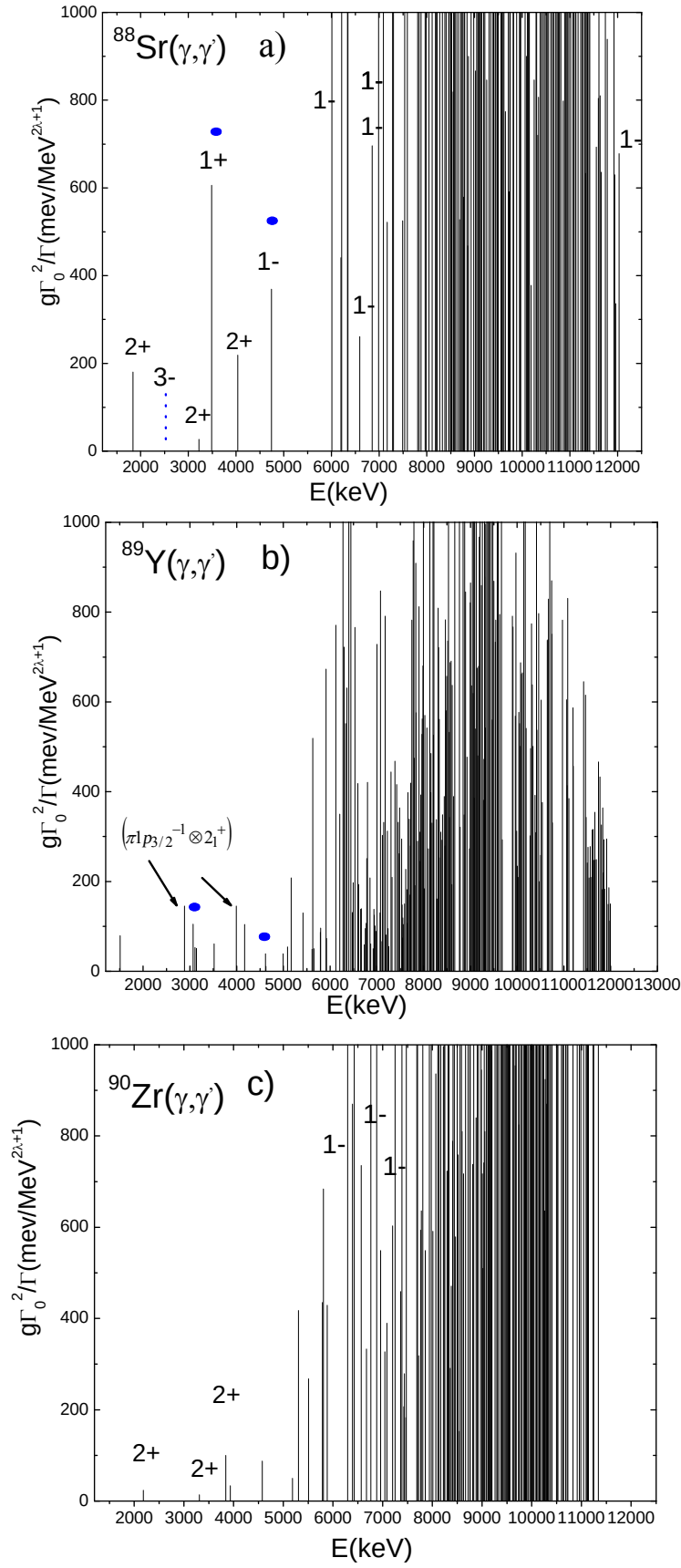


Figure 5.12 : Comparaison des distributions des largeurs réduites expérimentales de ^{89}Y (ce travail) b) avec celles de ^{88}Sr [Schw07] a) et ^{90}Zr [Schw08] c).

Les expériences NRF dans la région de masse $A \approx 150$, les noyaux impairs lourds près de la fermeture de la couche $N=82$ [Sche04] ont montré que le multiplet associé à $(\text{particule} \otimes [2^+ \otimes 3^-])$ est généralement décalé de -200 keV que l'état 1^- du noyau cœur et que les valeurs des probabilités de transitions sont voisines, indiquant un couplage faible de la particule impaire aux états à 2 phonons $[2^+ \otimes 3^-]$.

5.3.1 Tentative d'identifications des états à deux phonons :

Dans la première région, les excitations collectives possibles peuvent provenir du couplage de la particule impaire au phonon quadropolaire 2_1^+ , au phonon octupolaire 3_1^- et aux états du couplage des 2 phonons $[2^+ \otimes 3^-]$. L'octupole 3_1^- ne peut être observé dans des expériences NRF mais dans le cas d'un noyau impaire tel que l' ^{89}Y , les membre du multiplet $[\text{particule} \otimes 3^-]$ (la particule se trouvant dans l'état fondamental ou un état excité) peuvent se désexciter au moyen de transitions dipolaires électriques E1 vers l'état fondamental Sche[07].

Le niveau excité situé à 1508 keV correspond à un état de particule individuelle $\pi p_{3/2}^{-1}$. Les états à l'énergie d'excitation 2881.7 keV et 3516.6 keV ont été interprétés comme issus du couplage du trou proton $\pi 1p_{3/2}$ à l'état collectif à 1 phonon 2_1^+ du noyau cœur ^{90}Zr [Hube93].

Le triplet de transitions vers le fondamental d'énergies 3067.7 keV, 3107.7 keV, 3139.5 keV pourrait résulter de la fragmentation de l'état 1^+ du noyau cœur ^{88}Sr . L'énergie moyennée sur

les probabilités de transitions calculée $\bar{E} = \frac{\sum_i E_i B(\pi\lambda)}{\sum_i B(\pi\lambda)}$ se trouve à 3059.0 keV c'est-à-dire à

427.7 keV de la position de l'état 1^- du noyau cœur ^{88}Sr . Cet écart est comparable à celui observé dans cette région de masse. Seulement le calcul de la probabilité de transition réduite totale du triplet $\sum B(M1; 0^+ \rightarrow J_{1,2,3})$ donne $0.61 \mu_N^2$, valeur relativement éloignée de la valeur du cœur ^{88}Sr : $B(M1; 0^+ \rightarrow 1^+) = 1.24 \mu_N^2$. D'autre part, le noyau ^{90}Zr ne peut pas être pris comme cœur, l'apport correspondant en probabilité de transition totale ne peut correspondre à cette valeur (transitions de faible intensité). Il est tout à fait possible que des transitions dans ^{89}Y au voisinage du triplet n'ont pu être observées, leur intensité étant plus faible que la limite de détection.

La fragmentation de l'état à deux phonons $[2^+ \otimes 3^-]_1^-$ se manifeste dans le noyau ^{89}Y comme un doublet de transitions à 4617.8 et 4625.8 keV .

L'énergie d'excitation moyennée calculée de ces états est $\bar{E} = 4619.57$ keV donc à -123 keV par rapport à la position en énergie de l'état 1^- du noyau cœur ^{88}Sr .

L'état à 2 phonons $[2^+ \otimes 3^-]_1^-$ dans le noyau ^{90}Zr n'est pas encore connue dans la littérature. Cependant, la position de l'énergie d'excitation des phonons 2_1^+ ($E_{2^+} = 2186.2\text{keV}$) et 3_1^- , ($E_{3^-} = 2747.9\text{MeV}$) elle, est bien connue.

Avec l'hypothèse d'un couplage harmonique des phonons 2_1^+ et 3_1^- pour former l'état 1^- dans ce noyau, nous pouvons obtenir la position en énergie de ce dernier en additionnant les énergie d'excitation correspondantes. Suivant cette hypothèse l'état $[2^+ \otimes 3^-]_1^-$ dans ^{90}Zr devrait être observé à 4934.1.3 keV. Les mesures NRF[Schw08] montrent un état à 4578.3 keV qui avoisine cette énergie et qui présente une largeur de transition réduite vers le fondamental relativement importante ($\Gamma_0^2/\Gamma = 16\text{meV}$). Nous considérons alors l'état à 4578.3 keV dans ^{90}Zr comme étant un état $[2^+ \otimes 3^-]_1^-$.

En supposant que les niveaux correspondants sont de parité négative, la probabilité de transition réduite totale E1 est : $\sum B(E1) = 0.48.10^{-3}e^2\text{fm}^2$. Comparée à la celle de l'état 1^- des noyaux cœurs : ^{88}Sr ($\sum B(E1) \uparrow = 3.3.10^{-3}e^2\text{fm}^2$), ^{90}Zr ($\sum B(E1) \uparrow = 0.87.10^{-3}e^2\text{fm}^2$). Cette valeur est plus proche de celle du noyau cœur ^{90}Zr ce qui nous conduit à penser que les états à deux phonons (particule $\otimes [2^+ \otimes 3^-]$) du noyau ^{89}Y peuvent être décrits en considérant un couplage du proton impair à un cœur en ^{90}Zr .

Dans ce cas l'observation uniquement de 50% de probabilités de transition peut provenir soit de la nature du couplage qui n'est pas faible ou bien à des transitions au dessous de la limite de détection. Cet effet a été aussi rapporté dans les noyaux impairs de la région N=82 (^{139}La , ^{141}Pr) où seulement 60% des probabilités de transitions du noyau cœur pair a été observé malgré la bonne limite de détection des expériences NRF correspondantes [Sche07]. L'énergie d'excitation moyennée du multiplet est supérieure à la position en énergie de l'état 1^- du cœur ^{90}Zr contrairement à ce qui est observée dans la région de fermeture de couches N=82 et Z=50. Ceci peut être interprété comme due à un couplage du cœur à une particule se trouvant dans un état excité comme dans le cas du couplage au phonon 2^+ cité plus haut.

5.3.2 Etats Pygmy :

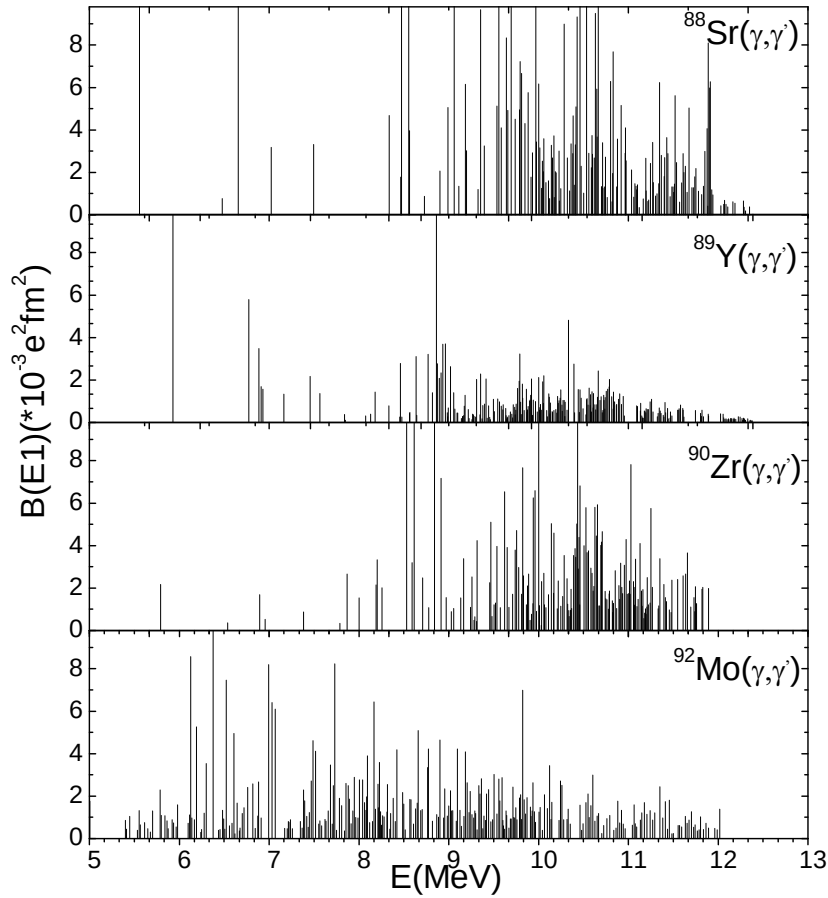


Figure 5.13 : Probabilités de transitions dipolaires électriques réduites du noyau ^{89}Y (ce travail) comparées à celles de ^{88}Sr [Schw07], ^{90}Zr [Schw08] et ^{92}Mo [Ruse07].

Au dessus de l'énergie d'excitation de 5 MeV (Figure 5. 13), la réponse dipolaire du noyau ^{89}Y augmente très rapidement en particulier à l'approche de l'énergie de séparation neutron $S_n=11.5$ MeV, comme celle observée dans les isotones $N=50$ voisins ^{88}Sr [Schw07] et ^{90}Zr [Schw08]. On peut noter une petite diminution aussi bien du nombre des états que de la probabilité de transition en passant du noyau ^{88}Sr au noyau isotone plus lourd ^{90}Zr . Cet effet, fonction de $(N-Z)/A$, a déjà été observé au voisinage des autres fermetures de couches $Z=20$ [Hatm02] , $Z=82$ [Ende04] et $N=82$ [Zilge02].

Notons que les valeurs des probabilités de transitions réduites du noyau ^{89}Y sont plus faibles. En effet, les états correspondants étant issus de la fragmentation de l'état 1^- , l'intensité des transitions de désexcitation est alors faible et devient inférieure à la limite de détection ; ce qui nécessite un traitement de filtrage des transitions parasites afin de restituer cette intensité.

Ces observations sont résumés dans le tableau 2 où sont également reportés celles associées à la contribution de l'excitation à 2 phonons $[2^+ \otimes 3^-]$.

Noyau	(N-Z) /N	$E_{2\text{ phonons}}$ (MeV)	$B(E1) \uparrow_{2\text{ phonons}}$ ($10^{-3} e^2 fm^2$)	$\bar{E}$ (MeV)	$\sum B(E1)$ ($10^{-3} e^2 fm^2$)
^{92}Mo	0.16	4.63	3.93	8.51	427
^{90}Zr	0.20	(*)	(*)	8.66	477
^{88}Sr	0.24	4.74	3.30	8.78	564
^{89}Y	0.22	4.62	0.48	8.14	215

Tableau 2 : Energie moyenne et probabilités de transitions totales du mode PDR dans les isotones N=50 calculées à l'aide des largeurs réduites mesurées dans les expériences NRF ^{88}Sr [Schw07], ^{90}Zr [Schw08], ^{92}Mo [Ruse07], ^{89}Y [Beno09]. (*) la valeur correspondante n'a pu être déduite.

Ces valeurs confirment les observations faites plus haut, à savoir que pour un noyau pair-pair, l'énergie d'excitation du mode PDR et la probabilité de transition réduite du fondamental vers cet état augmente et s'accroît avec l'augmentation de (N – Z), l'excès du nombre de neutrons par rapport au nombre de protons.

Bien entendu, il faudra exclure le noyau ^{89}Y de cette conclusion à cause de sa fragmentation. Dans la région des noyaux de fermeture de couches N=50, les excitations de 2 phonons et du mode PDR surviennent à l'énergie d'excitation 4.6 et 8.6 MeV environ respectivement .

Cependant une question s'impose concernant la collectivité de l'état à 2 phonons 1^- dans le noyau ^{90}Zr qui est nettement plus petite que celle des noyaux pairs voisins ^{88}Sr et ^{92}Mo malgré que la différence de chacun par rapport à l'autre est seulement 2 protons. En examinant la structure en couches de chacun dans l'état fondamental, on remarque que la dernière paire des protons est située sur la sous couche respectivement $1f_{5/2}$ dans ^{88}Sr et $2p_{1/2}$ dans ^{90}Zr et $1g_{9/2}$ dans ^{92}Mo . Par conséquent, la diminution notable de la collectivité peut provenir des 2 protons sur $2p_{1/2}$ qui bloque cette orbitale pour empêcher sa participation à l'excitation collective du cœur. La réduction des probabilités de transitions dans les noyaux impairs ^{139}La , ^{141}Pr où la particule impaire est un proton a été interprété par

Scheck et al [Schek07] comme pouvant être originaire du proton impaire qui bloque la sous – couche [Solov92] correspondante. Donc, nous pensons là aussi que la diminution des probabilités de transitions des deux phonons du noyau ^{89}Y par rapport à celle des noyaux ^{88}Sr et ^{92}Mo est due en partie aux deux protons de la sous-couche $2p_{1/2}$ qui réduit la collectivité dans l'état 1^- .

5.4 Effet de l'alimentation indirecte des niveaux (feeding) :

Les spectres sont constitués de transitions résolues (pics) qui se détachent d'un fond décroissant en exponentielle lorsque l'énergie des photons augmente. Ces transitions proviennent de la désexcitation des niveaux photo-excités vers l'état fondamental (transitions élastiques) ou vers des niveaux excités (diffusions inélastiques). Afin de sélectionner les transitions élastiques et de déterminer les sections efficaces intégrées, les spectres des expériences NRF aux énergies cinétiques des électrons 9.5 et 13.2 MeV ont été comparés entre eux. Les transitions élastiques déjà identifiées par Reif et al. [Reif97] dans l'expérience NRF à 7 MeV ont été prises en compte. Ainsi, toutes les transitions observées jusqu'à l'énergie 7 MeV dans les spectres mesurés à 9.5 et 13.2 MeV mais non répertoriées par Reif et al. sont considérées comme inélastiques. De la même façon, toutes les transitions jusqu'à l'énergie 9.5 MeV observées seulement dans les spectres mesurés à 13.2 MeV sont considérées comme des transitions inélastiques désexcitant des niveaux situés au dessus de 9.5 MeV.

Cependant, les transitions vers l'état fondamental (élastiques) peuvent être alimentées par des niveaux plus excités (feeding), il est donc nécessaire d'estimer cet effet sur le calcul des sections efficaces intégrées I_{s+f} . Les rapports des intensités mesurées à 7 MeV, 9.5 MeV et 13.2 MeV sont représentés sur la figure 5.12 et donnés dans le Tableau 1.

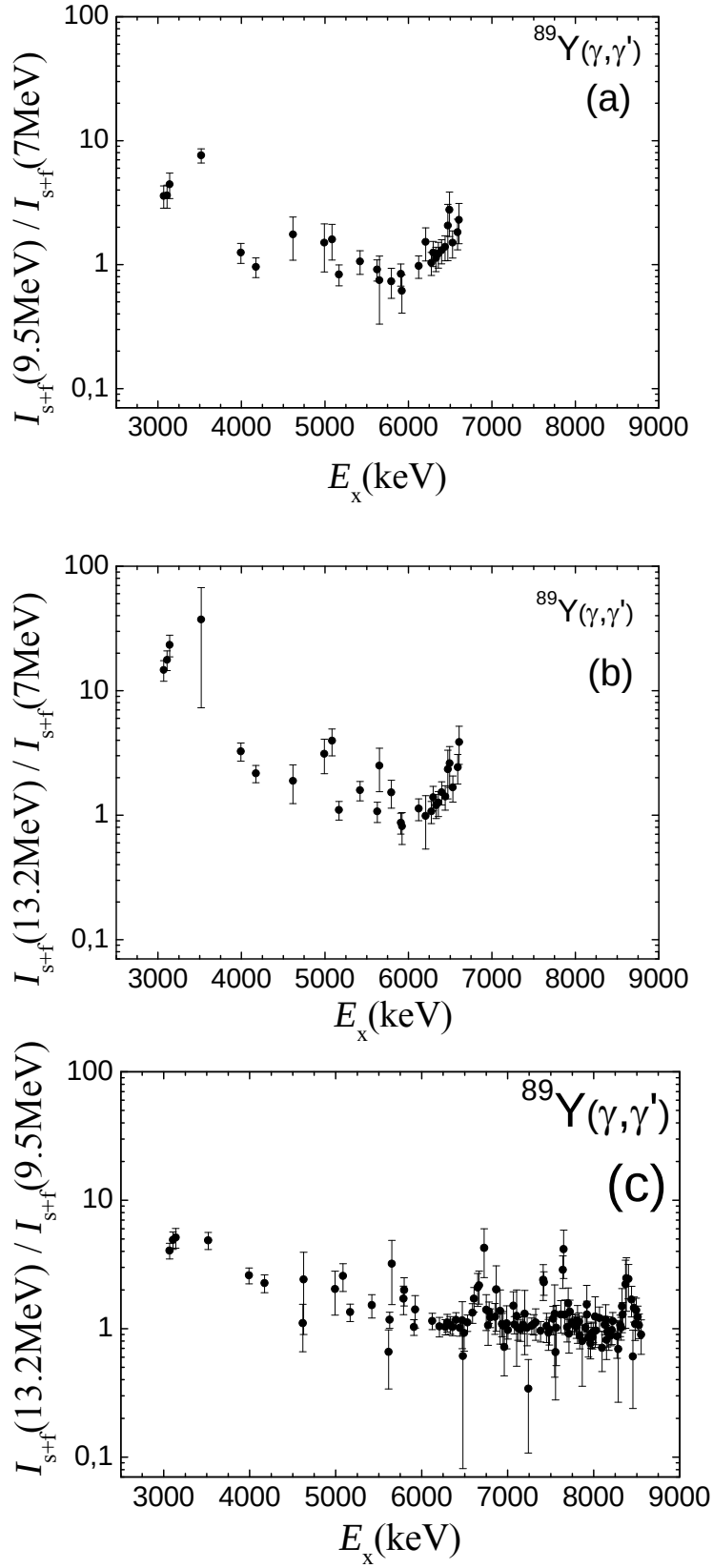


Figure 5.12 : Rapports des sections efficaces intégrées I_{s+f} des niveaux de ^{89}Y obtenus à différentes énergies des électrons (a, b, c)

Ces rapports montrent que les niveaux d'énergie d'excitation au-dessous de 6 MeV environ sont considérablement influencés par le feeding (valeurs s'écartant de l'unité), principalement dû aux niveaux d'énergies situés au-dessus de 9 MeV. Les valeurs élevées des rapports calculés en utilisant les sections efficaces de Reif et al. pourraient indiquer une incertitude expérimentale systématique due à une surestimation du flux de photons au voisinage de l'énergie maximale du spectre de Bremsstrahlung.

L'énergie des niveaux photo-excités E_x dans ^{89}Y a été déterminée à partir de l'énergie des transitions en supposant que celles-ci désexcitent ces niveaux directement vers l'état fondamental. Ces énergies sont reportées dans le Tableau 1. Dans ce même tableau sont également reportés les rapports des corrélations angulaires mesurées à 90° et 127° (intensités normalisées) et les sections efficaces intégrées correspondantes.

La quantité $g \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$, produit de la largeur partielle Γ_0 de désexcitation du niveau vers le fondamental multipliée par le rapport d'embranchement Γ_0/Γ , g étant le facteur statistique, a pu être déduite (Tableau 1) à partir de la section efficace intégrée mesurée (eq. 3.10).

Par analogie avec les isotones voisins ^{88}Sr [Schw07] et ^{90}Zr [Schw08], nous avons considéré que les transitions d'énergie supérieure à 6 MeV dans ^{89}Y sont dipolaires.

5.5 Extraction des transitions dipolaires du continuum- Traitement statistique :

Bien que les mesures à différentes énergies finales du faisceau de Bremsstrahlung aient contribué à l'identification des transitions fondamentales (diffusions élastiques) associées aux pics résolus, elles ne nous ont pas permis de mettre en évidence les gammas inélastiques (transitions d'embranchement) qui désexcitent chaque niveau afin d'en tenir compte dans le traitement des spectres.

De plus, l'augmentation de la densité des niveaux à haute énergie et la résolution finie des détecteurs ($\Delta E \approx 7\text{keV}$ à $E_\gamma = 9\text{MeV}$) induisent l'apparition d'un « continuum » constitué d'un grand nombre de transitions de faible intensité et non résolues.

Aussi, la connaissance du rapport d'embranchement b_0 d'un niveau vers le fondamental permet de déduire la section efficace d'absorption σ_γ correspondante définie comme $\sigma_\gamma = \sigma_{\gamma\gamma}/b_0$ où $\sigma_{\gamma\gamma}$ est la section efficace de diffusion élastique. Les sections efficaces

d'absorption gamma, connectés aux données des sections efficaces des réactions (γ, n) au voisinage de l'énergie de séparation neutron, nous fournissons des informations sur l'extension de la queue de la résonance géante vers les basses énergies.

Dans le but d'estimer la distribution de l'intensité des transitions inélastiques du spectre et de déduire la distribution complète de l'intensité en tenant compte aussi bien des transitions résolues que celles des transitions non résolues, nous avons utilisé des Programmes de calculs s'appuyant sur des méthodes statistiques [Ruse06a], simulant des cascades de rayonnements gamma. Avant de procéder à cette étape, à l'aide de simulations par le Code Geant3 le spectre est tout d'abord filtré du bruit de fond qui comme nous l'avons mentionné au chapitre 4, se compose mis à part du bruit de fond naturel, du bruit dans le détecteur dû à l'absorption incomplète de l'énergie par le détecteur (diffusion Compton notamment) et d'une contribution importante due au bruit de fond de la cible associé aux diffusions non résonnantes des photons de Bremsstrahlung par la cible ^{89}Y . Une diffusion non résonnante correspond aux différentes interactions d'un photon avec la matière (processus atomique). Les radiations du bruit-cible sont essentiellement dues au Bremsstrahlung produit par les électrons Compton et les électrons-positrons issus de processus de matérialisation dans la cible (chapitre 4).

5.5.1 Soustraction du bruit de fond (processus atomique):

Pour être retranché des spectres expérimentaux, le bruit de fond naturel a été ajusté aux intensités des transitions 1460.5 keV de ^{40}K et 2614.9 keV de ^{208}Tl observées dans le spectre durant l'irradiation de la cible, il représente que $10^{-2}\%$ de l'intensité totale du spectre. Les neutrons produits par les noyaux cible d'yttrium ou par les matériaux environnants lors d'une excitation par un photons de Bremsstrahlung d'énergie supérieure à l'énergie de séparation neutrons induisent des réactions de capture neutronique $^A\text{Ge}(n, \gamma')$. Les transitions de désexcitation (Tableau 5.1) correspondantes ont été observées sur les spectres. Nous avons simulé à l'aide du code GEANT3 la réponse des détecteurs aux réactions $\text{Ge}(n, \gamma)$ en tenant compte des conditions expérimentales et généré ainsi des spectres que nous avons soustraits ensuite des spectres expérimentaux après normalisation.

E_γ (keV)	réaction	E_γ (keV)	réaction
4934	$^{28}\text{Si}(n,\gamma)$	6909	$^{28}\text{Si}(n,\gamma)$
5920	$^{56}\text{Fe}(n,\gamma)$	7366	$^{73}\text{Ge}(n,\gamma)$
6018	$^{56}\text{Fe}(n,\gamma)$	7415	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)$
6717	$^{56}\text{Fe}(n,\gamma)$	7631	$^{56}\text{Fe}(n,\gamma)$
6909	$^{28}\text{Si}(n,\gamma)$	7646	$^{56}\text{Fe}(n,\gamma)$
6505	$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)$	7725	$^{27}\text{Al}(n,\gamma)$
6683	$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)$	7916	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$
6717	$^{56}\text{Fe}(n,\gamma)$		

Tableau 5.1 : Energies (keV) des transitions de capture neutronique observées dans les expériences NRF de ^{89}Y à l'énergie finale de Bremsstrahlung $E_f = 13.2 \text{ MeV}$.

La figure 5.14 montre le spectre corrigé où les contributions dues au bruit de fond et aux réactions (n,γ) ont été soustraites ainsi que le spectre obtenu par simulation. On peut noter que ces contributions peuvent être négligées dans les spectres expérimentaux.

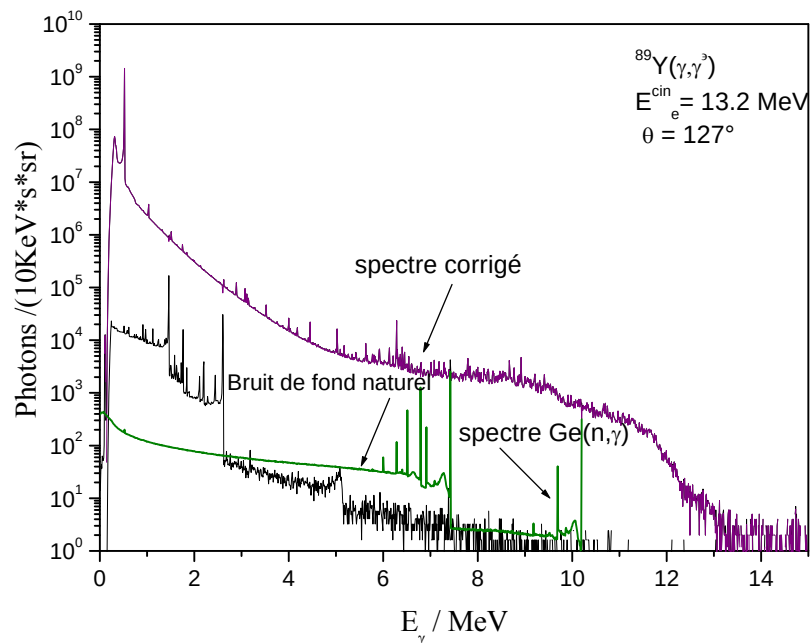


Figure 5.14 : Spectre corrigé du bruit de fond naturel et des gammas de capture neutronique détectés dans le site expérimental sans la cible.

La même procédure a été utilisée pour supprimer les événements associés à une absorption incomplète des photons dans les détecteurs Ge(Hp) et au bruit dû à la cible: des spectres ont été générés à l'aide du code GEANT3. Ces spectres décrivent la réponse du détecteur à des gammas d'énergie allant de zéro à l'énergie finale des photons de Bremsstrahlung dans des intervalles de 10 keV. Le pic photoélectrique de chaque spectre simulé a été normalisé à l'aire sous le pic dans le spectre mesuré à la même énergie. Les spectres simulés sont retranchés successivement du spectre mesuré et cela par ordre décroissant en énergie en commençant par l'énergie finale du spectre expérimental.

Les pics associés aux diffusions résonnantes de ^{11}B utilisé pour la calibration du flux de photons de Bremsstrahlung sont également retranchés du spectre ainsi obtenu.

Le spectre final est obtenu en tenant compte de l'efficacité et du temps de collection (Fig.5.15).

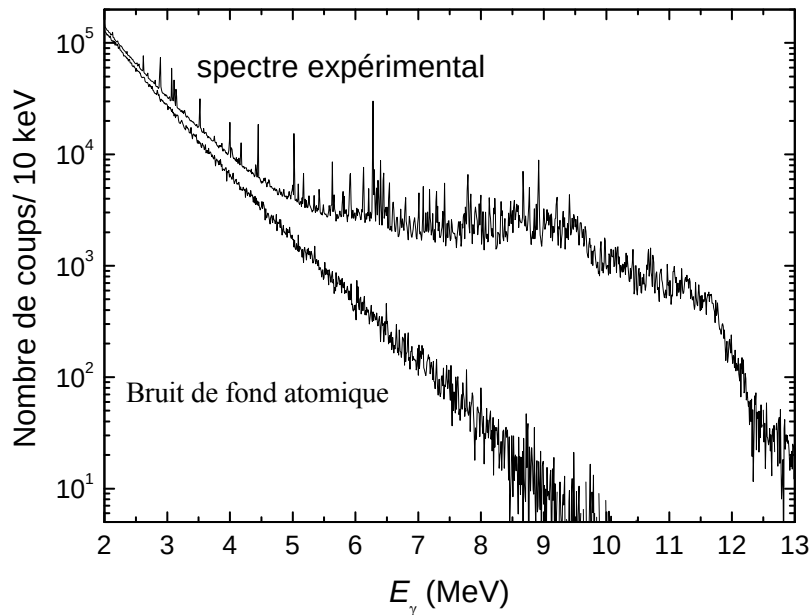


Figure 5.15 : Spectre mesuré de ^{89}Y à $E_f = 13.2 \text{ MeV}$ et $\theta = 127^\circ$ corrigé du bruit de fond naturel et de la réponse du détecteur et spectre simulé du bruit de fond de diffusion atomique.

Au dessus de 4 MeV environ (figure 5.15), la contribution des photons du continuum dans le spectre de diffusion des photons par ^{89}Y devient plus élevée que le bruit de fond atomique.

L'intensité des photons diffusés par ^{89}Y obtenue après soustraction du bruit de fond atomique du spectre mesuré corrigé de la réponse du détecteur comprend l'intensité contenue aussi bien dans les pics résolus que dans le continuum.

Les sections efficaces de diffusion $\sigma_{\gamma\gamma}'$, calculées à partir de l'intensité dans des intervalles d'énergie de 0.2 MeV dans le spectre expérimental corrigé ont été comparées à celles calculées à partir des pics résolus (Tableau 1). Cette comparaison (figure 5.16) montre que les structures dues aux pics proéminents sont similaires et que la contribution du continuum est environ 4 fois plus importante que celle des transitions résolues.

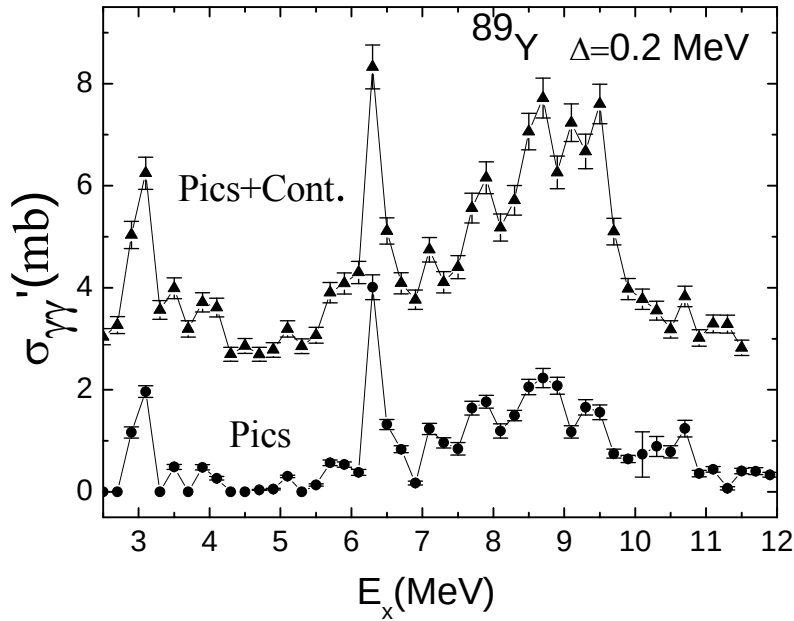


Figure 5.16 : Sections efficaces de diffusion résonnantes de ^{89}Y , $\sigma_{\gamma\gamma}' = \sum I_{\gamma} / \Delta$ où I_{γ} est l'intensité dans un intervalle d'énergie de 0.2 MeV, corrigé de la réponse du détecteur et du bruit de fond atomique.

5.5.2 Soustraction des transitions inélastiques

Le spectre corrigé comprenant des pics résolus et le continuum correspond aux transitions directes vers le fondamental, aux transitions vers les niveaux intermédiaires (transitions inélastiques et cascades).

5.5.2.a. Approche statistique:

Ces transitions ont été simulées à l'aide d'un code de simulations de cascade gamma dans des réactions induites par des photons [Ruse06]. Ce code suivant la même stratégie que le code de DICEBOX [Becv98] est fondé sur le modèle du gaz de Fermi « Backshifted »

(BSFG) pour le calcul de la densité de niveaux $\rho(E_x)$ à l'énergie d'excitation E_x . Dans ce modèle [Beth36,37, Newt56], la densité de niveaux est donnée par :

$$\rho(E_x, J) = f(J) \cdot \frac{e^{2\sqrt{a(E_x - E_1)}}}{12\sqrt{2}\sigma a^{1/4}(E_x - E_1)^{5/4}} \quad (5.21)$$

avec :

$$f(J) = e^{-\frac{J^2}{2\sigma^2}} - e^{-\frac{(J+1)^2}{2\sigma^2}}$$

$$\sigma = \sqrt{0.0146 \cdot A^{5/3} \cdot \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E_x - E_1)}}{2a}}$$

où a et E_1 sont des paramètres.

Des expressions décrivant la densité des niveaux ont été obtenues par von.Egidy et al. [Egid05] par des méthodes d'interpolation des données expérimentales de 310 noyaux entre ^{19}F et ^{251}Cf . Les relations générales sont :

$$\begin{aligned} E_1 &= p_1 - 0.5P_d + p_4 \frac{dS(Z, N)}{dA}, & \text{noyau pair - pair} \\ p_2 - 0.5P_d + p_4 \frac{dS(Z, N)}{dA}, & & \text{noyau impair} \\ p_3 - 0.5P_d + p_4 \frac{dS(Z, N)}{dA}, & & \text{noyau impair - impair} \end{aligned} \quad (5.22)$$

$$\frac{a}{A} = p_1 + p_2 \cdot [S(N, Z) - \Delta] + p_3 A \quad (5.23)$$

Avec :

$$S(Z, N) = M_{\text{exp}} - M_{LD}$$

M_{exp} est la masse nucléaire expérimentale.

M_{LD} est la masse nucléaire calculée à l'aide du modèle de la goutte liquide.

$$P_d = \frac{1}{4}(-1)^{Z+1} [S_d(A+2, Z+1) - 2S_d(A, Z) + S_d(A-2, Z-1)]$$

S_d est l'énergie de séparation neutron.

Les paramètres p_1, p_2, p_3, p_4 sont données dans la référence [Egid05].

Pour les états très excités, les fluctuations de l'espacement S des niveaux obéissent à la distribution de Wigner [Wign57]: $P(x) = \frac{1}{2}\pi.x.e^{-(\pi/4)x^2}$ où $x = \frac{S}{D}$, D étant l'espacement moyen.

Pour les faibles énergies, l'espacement suit une distribution située entre celle de Poisson $P(x) = e^{-x}$ et celle de Wigner (figure 5.17).

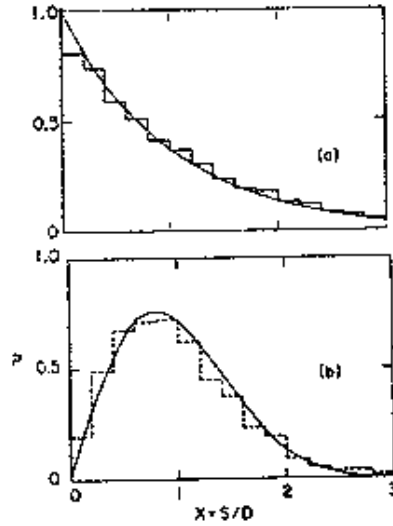


Figure 5.17 : Distributions de l'espacement des niveaux dans un noyau.

a) Distribution de Poisson, b) Distribution de Wigner [Rose60]

Les largeurs de niveaux Γ présentent des fluctuations par rapport à une valeur moyenne $\bar{\Gamma}$ donnée par la distribution de Porter-Thomas [Port56] : $P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi.x}}e^{-x/2}$ où $x = \Gamma/\bar{\Gamma}$.

5.5.2.b Procédure de simulation des schémas de niveaux :

Dans le cas de ^{89}Y , 1000 schémas de niveaux (réalisations nucléaires) de spin $J=1/2$ et $J=3/2$ ont été créés en commençant par le niveau fondamental. Un diagramme de l'algorithme du code est donné sur la figure 5.18. Un nombre x_i dont la distribution est celle de Wigner ou de Poisson est tiré de façon aléatoire, sachant que l'espacement moyen D est donné par : $D = 1/\rho_i$, l'énergie E_i d'un niveau supérieur est alors positionnée par rapport à l'énergie E_{i-1} d'un niveau inférieur par $E_i = D.x_i + E_{i-1}$.

La largeur Γ_i de chaque niveau est déterminée après tirage d'un nombre aléatoire x_i qui suit une distribution de Porter-Thomas. Par suite sa valeur est définie par $\Gamma_i = x_i \bar{\Gamma}$

$$\text{avec : } \bar{\Gamma}_i = (E_i - E_{i-1})^{2L+1} \frac{f_\gamma^{XL}(E_\gamma)}{\rho(E_X, J_X^\pi)} \quad (5.24)$$

où : $f_\gamma^{XL}(E_\gamma)$ sont des fonctions décrivant les probabilités d'excitation et de désexcitation décrites par une fonction de Lorentz :

$$f_\gamma^{XL}(E_\gamma) = \frac{2J_0 + 1}{2J_f + 1} \cdot \frac{1}{(\pi \hbar c)^2} \cdot \frac{1}{E_\gamma^{(2L-1)}} \cdot \frac{\sigma_0 E_\gamma^2 \Gamma_0^2}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_0^2} \quad (5.25)$$

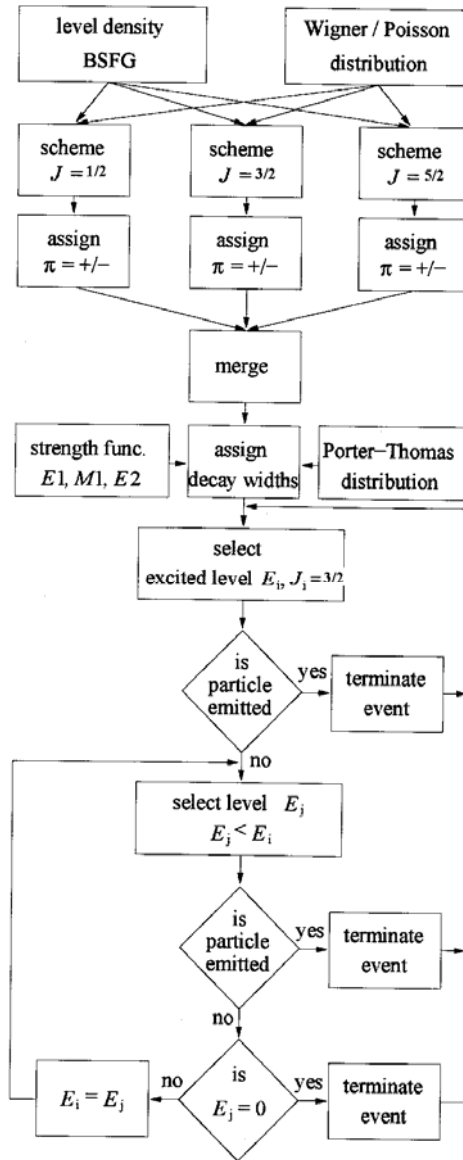


Figure 5.18 : Diagramme de l'algorithme [Ruse07] de simulation des cascades dans les réactions induites par photons adapté au noyau impair ^{89}Y .

Les paramètres σ_0 , E_0 et Γ_0 de la résonance géante, sont donnés dans « Référence Input Paramètre Library » RIPL-2 [RIPL-2].

Pour la résonance géante M1 :

$$E_0 = 41A^{-1/3}MeV$$

$$\Gamma_0 = 4MeV$$

σ_0 donnée en mb est ajustée de manière que :

$$\frac{f_{\gamma}^{E1}}{f_{\gamma}^{M1}} = 0.0588A^{0.878} \text{ à } 7 \text{ MeV.}$$

Les paramètres de la résonance géante E2 sont donnés par:

$$E_0 = 63A^{-1/3}MeV$$

$$\Gamma_0 = 6.11 - 0.021A \text{ MeV}$$

$$\sigma_0 = \frac{0.00014Z^2E_0^2}{A^{1/3}\Gamma_0} \text{ mb}$$

Pour les transitions E1, les paramètres de la fonction de Lorentz correspondante sont déterminés par interpolation des données des réactions (γ, n) [Lepr71] dans le domaine d'énergie 11.5 MeV à 19 MeV, ce qui donne : $\sigma_0 = 191.2(1.3)mb$ $E_0 = 16.76(1)MeV$ et $\Gamma_0 = 4.12(6)MeV$. Les paramètres σ_0 et Γ_0 sont en accord avec la règle de la somme de Thomas-Reiche-Kuhn[Ring80] : $\frac{\pi}{2}\sigma_0\Gamma = 60NZ/A \text{ MeVmb}$.

La parité est attribuée de manière à garder la même densité aussi bien pour les niveaux de parité positive que négative. Cette hypothèse est en accord avec les résultats de l'étude de la densité de niveaux dans le domaine d'énergie 5 à 10 MeV observés dans la réaction $^{90}Zr(^3He, t)$ [Kalm06]

Les deux types de schémas de niveaux de spin $J=1/2$ et $J=3/2$ sont ensuite associés pour donner l'énergie des niveaux.

Ces niveaux sont alors excités avec une probabilité proportionnelle à Γ_0/E_x^2 , leur désexcitation par émission de protons ou de particules α est simulée en prenant en compte les sections efficaces des réactions (γ, p) et (γ, α) connues [Raus04].

Si une particule est émise, l'événement est terminé et un autre niveau est excité. La désexcitation radiative est sélectionnée selon la largeur de décroissance partielle. Si la décroissance a lieu vers un niveau autre que le fondamental, ce dernier est considéré comme un niveau excité qui se désexcite vers tous les niveaux d'énergie E_f plus basse avec une

largeur partielle Γ_f déjà attribuée, ce processus est reproduit jusqu'à atteindre l'état fondamental. L'intensité I_γ correspondante est proportionnelle à la largeur partielle de décroissance Γ_f . Les distributions angulaires des transitions sont calculées en utilisant l'équation 3.16.

5.5.2.c Restitution du continuum et correction des sections efficaces d'absorption:

La figure 5.19 présente la densité des niveaux $J=3/2$ dans ^{89}Y en fonction de l'énergie d'excitation obtenue à l'aide du code de simulation où nous avons introduit les paramètres d'énergie $E_1 = 0.32\text{MeV}$ et de la densité de niveaux $a = 10.44\text{MeV}^{-1}$. La densité de niveaux simulée en tenant compte des fluctuations est comparée à celle déduite des niveaux résolus donnés dans le tableau 1 (expériences).

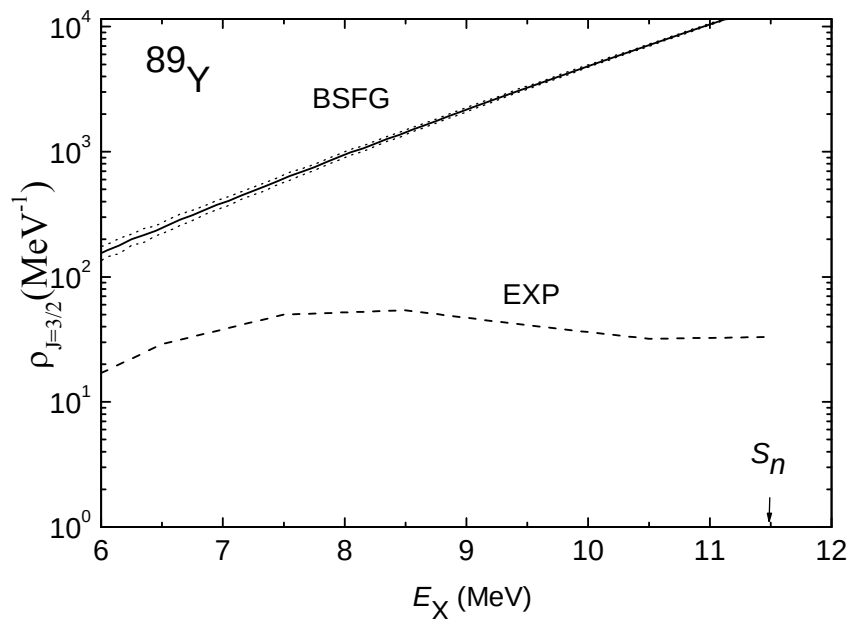


Figure 5.19 : Densité de niveaux moyennée sur 1000 schémas de niveaux des niveaux $J=3/2$ de ^{89}Y en fonction de l'énergie d'excitation calculée par simulation comparée à celle calculée à partir des niveaux déterminés expérimentalement (Tableau 1).

Le désaccord entre les deux courbes particulièrement à grande énergie d'excitation confirme que plusieurs pics n'ont pas été identifiés (résolus) dans le spectre et forment le continuum.

Des spectres représentant les intensités de toutes les transitions gamma dépeuplant tous les niveaux dans un intervalle d'énergie $\Delta = 0.1 \text{ MeV}$ autour du niveau situé à E_x sont alors générés. Un exemple de l'intensité moyenne sur 1000 schémas de niveaux de toutes les transitions dépeuplant les niveaux autour de 10 MeV, 8 MeV et 6 MeV est donné sur la figure 5.20.

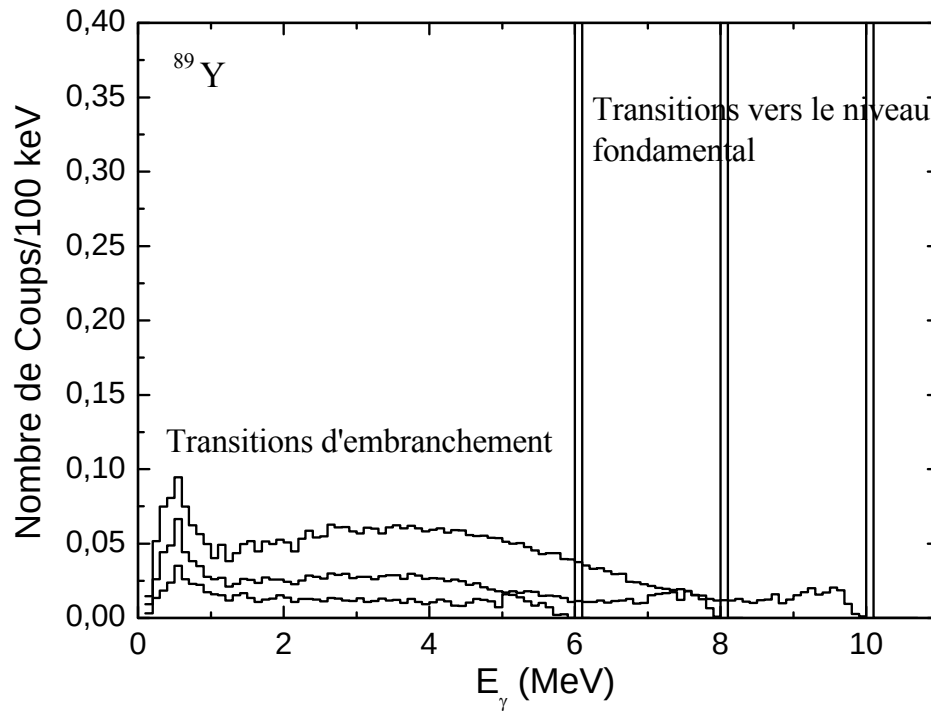


Figure 5.20 : Distributions de l'intensité des transitions dépeuplant tous les niveaux d'énergie dans un intervalle d'énergie de 0.1 MeV autour de 6, 8 et 10 MeV.

Ce spectre est similaire à celui de l'isotone voisin ^{90}Zr excité à l'aide de photons de Bremsstrahlung mono-énergétiques [Alar87].

Afin de soustraire les transitions inélastiques (transitions d'embranchement) du spectre expérimental, dans l'intervalle d'énergie $\Delta = 0.1 \text{ MeV}$ défini autour d'une énergie donnée, une fois que l'intensité (simulée) des transitions fondamentales est connue, celle-ci est normalisée à celle mesurée dans le même intervalle d'énergie puis l'intensité correspondant aux transitions indirectes est soustraite du spectre expérimental. Cette procédure est répétée successivement en commençant par l'intervalle d'énergie centré sur la plus grande énergie d'excitation du spectre expérimental.

Le rapport d'embranchement vers le fondamental b_0^Δ est calculé dans chaque intervalle Δ comme le rapport de l'intensité des transitions désexcitant les niveaux vers le fondamental à l'intensité totale de désexcitation (figure 5.21).

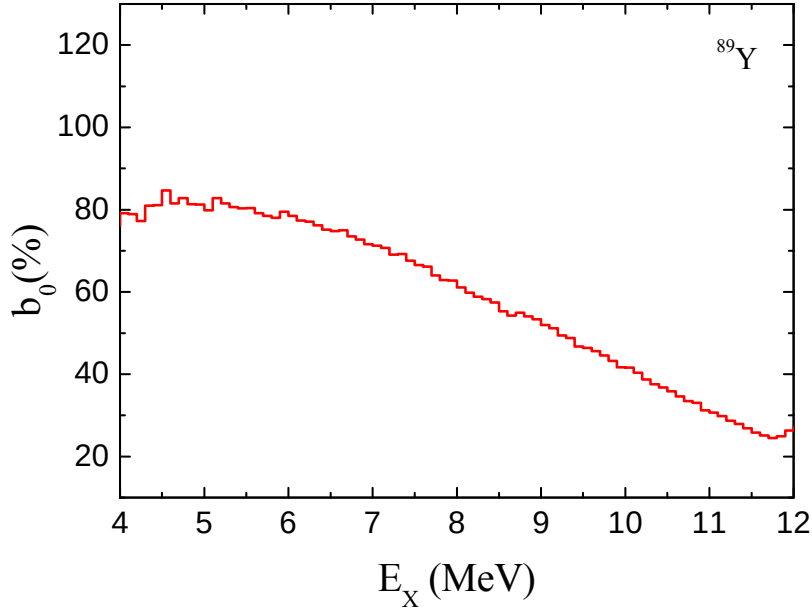


Figure 5.21 : Distribution des rapports d'embranchement simulés $b_0 = \Gamma_0 / \Gamma$ en fonction de l'énergie d'excitation dans ^{89}Y .

Sur cette figure on peut noter que le rapport d'embranchement décroît de 80% environ à 5 MeV où la densité de niveaux est faible et seulement quelques transitions inélastiques sont possibles à environ 40% près de l'énergie de séparation neutron. Ce pourcentage à environ 11 MeV est plus petit que celui trouvé dans les isotones voisins pair-pair ^{88}Sr [Schw07] et ^{90}Zr [Schw08] qui lui avoisine 65%. Cet effet est une conséquence de la densité de niveaux plus élevé dans le noyau impair ^{89}Y .

Afin de relier nos résultats à ceux des réactions (γ, n) , [Lepr71] qui décrivent la partie à basse énergie de la GDR, utilisant le spectre filtré des transitions de l'embranchement et par suite contenant uniquement les transitions vers le fondamental, nous avons calculé la section efficace d'absorption $\sigma_\gamma^\Delta = \sigma_{\gamma\gamma}^\Delta / b_0^\Delta$ (équation 3.20) intégrée sur l'intervalle Δ où $\sigma_{\gamma\gamma}^\Delta$ est la section efficace de diffusion élastique déterminée selon l'équation 5.17. Les valeurs correspondantes sont reproduites sur la figure 5.22 et comparées à celles déduites du spectre non corrigé.

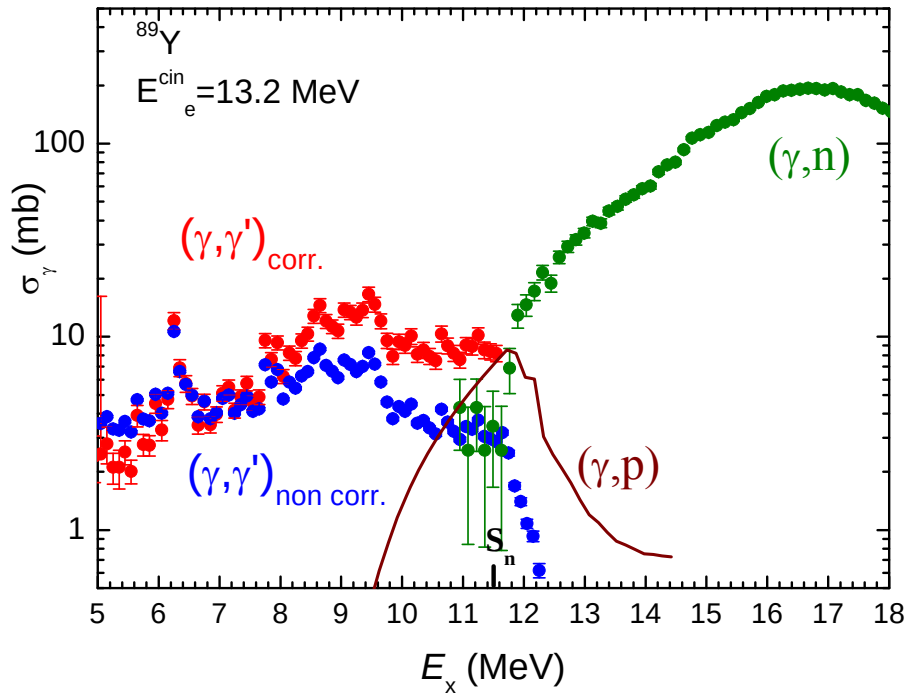


Figure 5.22 : Sections efficaces d'absorption de ^{89}Y obtenues avant et après correction dans les expériences NRF à $E_{cin}^e = 13.2 \text{ MeV}$ comparées aux données des réactions (γ, n) [Lepr71] et aux réactions (γ, p) [Koni05].

Nous remarquons (figure 5.22) que l'effet de la soustraction des transitions inélastiques à basse énergie et le rehaussement à haute énergie résultant de la division par le rapport d'embranchement sont clairement visibles. Sur la même figure 10, nous avons reproduit également les sections efficaces d'absorption des réactions (γ, n) [Lepr71] et celles des réactions (γ, p) [Koni05].

Afin de s'assurer de la bonne estimation du rapport d'embranchement, en particulier autour de 5 MeV qui a induit d'importantes corrections, nous avons effectué les mêmes types de corrections sur un spectre obtenu dans les expériences NRF à $E_{cin}^e = 9.5 \text{ MeV}$; les résultats obtenus sont tout à fait similaires (Figure 5.23).

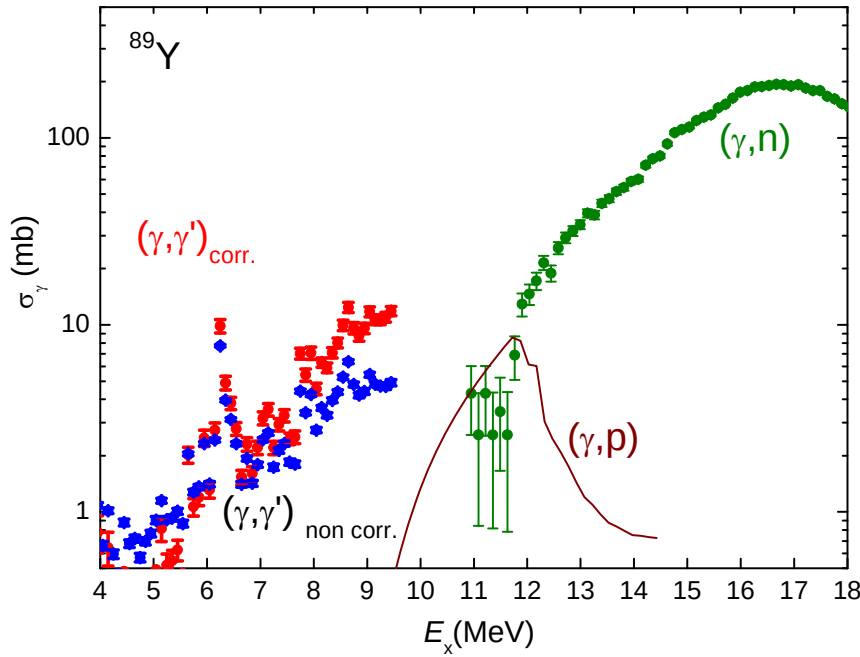


Figure 5.23: Sections efficaces d'absorption de ^{89}Y obtenues avant et après correction dans les expériences NRF à $E_{\text{cin}}^e = 13.2 \text{ MeV}$ comparées aux résultats des réactions (γ, n) [Lepr71] et des réactions (γ, p) [Koni05].

5. Confrontation des résultats au modèle des quasi-particules d'Approximation des Phases Aléatoires (QRPA)

Dans ces calculs nous nous sommes intéressés uniquement à la région haute énergie. Les sections efficaces de photo absorption E1 mesurées du noyau ^{89}Y sont comparées à celles calculées à l'aide des probabilités de transitions E1 en utilisant un code de calcul QRPA développé par F.Döna [Döna05a]. Ce code de calcul repose sur les formulations du chapitre 2. Il considère deux types d'interactions résiduelles. La première de courte portée (appariement) prend en compte le champ d'appariement monopolaire. La seconde présentant le caractère de longue portée est modélisée comme une interaction à termes séparables dipole-dipole plus octupole-octupole.

Dans la région d'énergie au dessus de 5 MeV, la section efficace est complètement dominée par des transitions dipolaires électriques (E1), les contributions possibles des transitions magnétiques (M1) aussi bien que les transitions quadrupolaires (E2) peuvent être négligées.

5.1 Calculs QRPA :

Le noyau ^{89}Y présente des couches fermées en neutrons $N=50$. Ce qui lui confère une forme d'équilibre sphérique dans son état fondamental de spin et parité $J^\pi = 1/2^-$. L'excitation dipolaire par les photons peut générer des états excités de spin et parité $J^\pi = 1/2^+, 3/2^+$ qui peuvent être décrits par l'Hamiltonien:

$$H_{E1}^{QRPA} = h_{ch.moy}^{(p)} + h_{ch.moy}^{(n)} - \frac{1}{2} \sum_{t=0,1} \sum_{\mu=-1,1} \chi_{1\mu}^t Q_{1\mu}^t Q_{1-\mu}^t - \frac{1}{2} \sum_{t=0,1} \sum_{\mu=-3,3} \chi_{3\mu}^t Q_{3\mu}^t Q_{3-\mu}^t \quad (6.1)$$

Dans cet Hamiltonien à plusieurs corps :

$h_{ch.moy}^{(\tau)} = h_{W.S} + \Delta^{(\tau)}(P^{+(\tau)} + P^{(\tau)}) - \lambda^{(\tau)} N^{(\tau)}$ est la contribution du champ moyen qui décrit d'une part le mouvement quantique de particules individuelles qui sont les protons ($\tau = -1$) et les neutrons ($\tau = +1$) dans un potentiel de Woods Saxon et d'autre part des corrélations de paires induites par le potentiel d'appariement monopolaire qui est relié au gap d'appariement $\Delta^{(\tau)}$ et l'opérateur de paires $P^{+(\tau)} = \sum_{\gamma} a_{\gamma+}^{(\tau)+} a_{\gamma-}^{(\tau)+}$ respectivement des protons et des neutrons.

Le terme additionnel $\lambda^{(\tau)} N^{(\tau)}$ permet de fixer le nombre de particules (Z,N) en fonction de l'énergie de Fermi $\lambda^{(\tau)}$. Les paramètres de gaps $\Delta^{(p,n)}$ sont calculés en utilisant la différence de masses pair-impair.

Les autres termes de l'Hamiltonien sont les deux interactions résiduelles à deux corps qui incluent les termes isoscalaire ($t=0$) et isovecteur ($t=1$) des interactions dipole-dipole ($\lambda = 1$) (terme prédominant) et octupole-octupole ($\lambda = 3$).

Les opérateurs multipoles $Q_{\lambda\mu}^t$ sont définis comme les combinaisons $Q_{\lambda\mu}^t = [r^\lambda Y_{\lambda\mu}]^{proton} + (-1)^t [r^\lambda Y_{\lambda\mu}]^{neutron}$. Les constantes $\chi_{\lambda\mu}^t$ caractérisent l'intensité du couplage multipolaire correspondant.

Des termes possibles associés à l'interaction quadrupole-quadrupole ne sont pas pris en compte vu qu'ils décrivent des transitions quadrupolaires E2 qui sont faiblement excitées par des photons au dessous de 20 MeV.

Appliquant la QRPA sur l'hamiltonien H_{E1}^{QRPA} décrit plus haut, les modes vibrationnels excités ont été générés via des photo-réactions E1.

La première étape du code QRPA consiste à diagonaliser la partie de l'hamiltonien H_{E1}^{QRPA} correspondant au champ moyen $h_{ch.moy}^{(\tau)}$.

5.1.a Diagonalisation de l'hamiltonien champ moyen :

Dans une première étape, dans l'hamiltonien champ moyen l'interaction résiduelle due à l'appariement est négligée. L'hamiltonien associé au système proton et neutron est diagonalisé séparément en utilisant la base des fonctions d'ondes de l'oscillateur harmonique. Puis tenant compte de l'appariement, une transformation BCS (Bogoliubov) est effectuée où les opérateurs (a_i^+, a_i) sont transformés en opérateurs quasi-particules (α_i^+, α_i) . Dans cette représentation, l'hamiltonien champ moyen prend la forme diagonalisée $h_{ch.moy}^{(\tau)} = \sum_i E_i^{(\tau)} (\alpha_i^+ \alpha_i)^{(\tau)}$ où $E_i^{(\tau)}$ est l'énergie quasi-particule des protons et neutrons respectivement.

52.1.b Equation du mouvement de la QRPA et ses solutions:

A présent, les termes d'interactions résiduelles dues aux interactions multipolaires sont pris en compte dans l'hamiltonien H_{E1}^{QRPA} . Nous présentons ici seulement un bref schéma de la procédure QRPA dans laquelle l'approximation appelée quasi-boson est une étape essentielle pour réaliser la diagonalisation de l'hamiltonien complet H_{E1}^{QRPA} . Lorsqu'on exprime l'opérateur multipole $Q^{(\tau)} = \sum_{kk'} q_{kk'} a_k^+ a_{k'}$ en termes d'opérateurs quasi-particules (α_i^+, α_j)

on obtient des sommes impliquant des termes de paires d'opérateur comme $\alpha_i^+ \alpha_j^+$, $\alpha_i \alpha_j$ et $\alpha_i^+ \alpha_j$. Les premiers de ces paires présentent approximativement des relations de commutation similaires à ceux de bosons tel que : $\alpha_i^+ \alpha_j^+ \approx b_{ij}^+$ et $\alpha_j \alpha_i \approx b_{ij}$ où b_{ij}^+ et b_{ij} signifient des opérateurs bosons.

Avec cette approximation quasi-boson l'opérateur multipole s'écrit :

$$Q^\tau = \sum_{ij} \left[F_{ij}^{(\tau)} b_{ij}^+ + F_{ij}'^{(\tau)} b_{ji} \right] \quad (6.2)$$

où $F_{ij}^{(\tau)}$ et $F_{ij}'^{(\tau)}$ sont des constantes. L'avantage de la représentation boson (6.2) est que Q^τ est évidemment linéairement dépendant des opérateurs bosons (b_{ij}^+, b_{ij}) alors qu'avant il était quadratique en termes d'opérateurs fermions (α_i^+, α_j) . En exprimant la partie champ moyen de l'hamiltonien total en termes de bosons on obtient :

$$h^{(\tau)} = \sum_{ij} E_{ij}^{(\tau)} (b_{ij}^+ b_{ij})^{(\tau)} \quad (6.3)$$

où $E_{ij} = E_i + E_j$ sont les énergies des deux quasi-particules qui jouent un rôle crucial dans la formation des excitations collective E1. Suivant l'équation (5.2), l'interaction résiduelle écrite schématiquement comme $Q^{(\tau)} Q^{(\tau)}$ présente maintenant une forme quadratique en termes de bosons.

Ainsi, utilisant l'équation (6.1) nous pouvons écrire l'équation du mouvement pour les modes vibrationnels (n) comme :

$$[H_{E1}^{QRPA}, O_n^+] = \hbar \omega_n O_n^+ \quad (6.4)$$

où $O_n^+ = \sum_{kk'} (\phi_{kk'}^n b_{kk'}^+ - \psi_{kk'}^n b_{kk'})$ est l'opérateur d'excitation d'un phonon vibrationnel d'énergie d'excitation $\hbar \omega_n$. La diagonalisation de l'équation du mouvement (5.4) sur la base des fonctions d'ondes du champ moyen obtenues dans l'étape précédente conduit aux valeurs propres $\hbar \omega_n$ et aux amplitudes QRPA $\phi_{kk'}^n$ et $\psi_{kk'}^n$.

La constante de couplage multipolaire isovecteur a été paramétrisée comme

$$\chi_{t=1} = \frac{m\omega_0^2}{A} \eta \quad [\text{Döna07}].$$

Le facteur η a été choisi de manière à reproduire la position en

énergie de la GDR.

Pour la constante de couplage multipolaire isoscalaire, une valeur très élevée ($\chi_{t=0} \geq 100 \chi_{t=1}$) a été choisie de manière à éliminer les effets du mouvement du système du centre de masse qui peut fausser les valeurs des sections efficaces calculées [Döna05b]. Avec ce choix, on peut alors insérer directement la charge réelle du proton dans le calcul des probabilités de transitions E1 et non la charges effective du proton et du neutron.

La probabilité de transition E1 d'une excitation QRPA sélectionnée à l'énergie $\hbar \omega_n$ est évaluée à l'aide de l'expression :

$$B_n(E1) = \frac{1}{3} \sum_{\mu=0,\pm 1} \left| \langle 0 | O_n M(E1, \mu) | 0 \rangle \right|^2 \quad (6.5)$$

Où $|0\rangle$ est l'état du vide QRPA et $M(E1, \mu) = e^{(p)} r Y_{\mu=0, \pm 1}^1$ est l'opérateur associé au moment dipolaire.

La sections efficace de photo-absorption σ_γ est alors calculée comme:

$$\sigma_\gamma(E1, E_x = \hbar\omega_n) = \frac{16\pi^3}{3\hbar c} E_x B_n(E1, \frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+) \quad (6.6)$$

5.2 Résultats des calculs QRPA et comparaison à l'expérience :

Les sections efficaces d'absorption $\sigma_\gamma(E1, E_n)$ calculées en utilisant les solutions QRPA ($E_n = \hbar\omega_n$) forment un spectre de raies discrètes. Elles ne peuvent pas être directement comparées aux valeurs expérimentales qui elles se présentent comme une fonction continue aux énergies supérieures au seuil de production des neutrons. Pour cela un traitement est effectué au préalable avant de procéder à la comparaison.

Chaque raie E_n du spectre avec une valeur $\sigma_\gamma(E1, E_n)$ de la section efficace QRPA est convoluée avec une Lorentzienne $f_n(E_x, \Gamma)$ de la forme :

$$f_n(E_x, \Gamma) = \sigma_\gamma(E1, E_n) \cdot \frac{\Gamma}{2\pi[(E_x - E_n)^2 + \Gamma^2]} \quad (6.7)$$

où : E_x est l'énergie d'excitation, E_n est l'énergie de la raie et Γ est un paramètre de la largeur de la Lorentzienne obtenu par interpolation de manière à reproduire la position du maximum de la GDR ($\Gamma = 3.2 \text{ MeV}$).

Le spectre total QRPA est alors obtenu par sommation :

$$\sigma_\gamma(E1, E_x) = \sum_n \sigma_\gamma(E1, E_n) \cdot \frac{\Gamma}{2\pi[(E_x - E_n)^2 + \Gamma^2]} \quad (6.8)$$

La figure 6.1 représente les sections efficaces de photo-absorption QRPA des transitions E1 comparées aux valeurs expérimentales. Les sections efficaces de photo-absorption expérimentales ont été moyennées sur un intervalle d'énergie de 0.5 MeV afin de réduire les fluctuations statistiques.

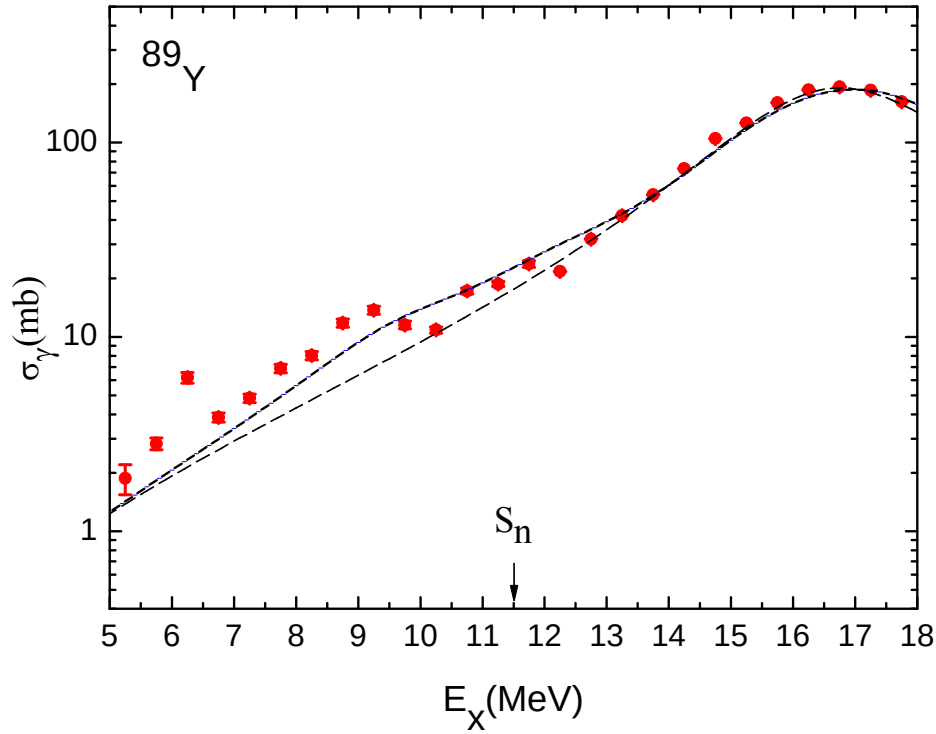


Figure 6.1 : Sections efficaces de photoabsorption de l' ^{89}Y (courbe en trait bleu) calculées à l'aide du modèle QRPA. Les cercles pleins rouges représentent les données obtenues en combinant celles du présent travail des réactions (γ, γ') de celles des réactions (γ, n) de la réf. [Lepr71] et des calculs (γ, p) [Koni05]. La courbe en traits noirs discontinus représente une distribution de Lorentz dont les paramètres sont donnés plus haut.

Sur cette figure on note que le comportement général est bien reproduit, ce qui consolide l'hypothèse d'excitations vibrationnelles générées par le caractère collectif de quasi-particules.

Particulièrement, dans la région d'énergie située entre 6 et 11 MeV, le modèle QRPA tient en compte de l'accroissement des probabilités de transitions qui se manifeste comme une courbe aplatie. Habituellement, cette région est constituée par un simple prolongement tendant vers zéro de la courbe de Lorentz décrivant la GDR.

Des calculs QRPA analogues dans les isotones voisins ^{88}Sr , ^{90}Zr ont abouti aux mêmes observations. Comme l'accroissement paraît le même pour ces noyaux, il est donc indépendant du nombre de protons, contrairement à d'autres fermetures de couches. Ceci est probablement lié au fait que la variation du rapport N/Z dans cette série d'isotopes est très

faible. Aussi il est à remarquer que le proton non apparié dans ^{89}Y n'a aucune influence sur les valeurs des probabilités de transitions.

Des calculs dans le ^{90}Zr [Schw07] utilisant le modèle quasiparticule-phonon (QPM) ont montré que cette structure bombée des probabilités de transitions peut être due à l'oscillation de l'excès de neutrons à la surface du noyau par rapport au reste du cœur constitué de $N=Z$ nucléons. Cet effet d'oscillation de la surface appelé « Résonance Dipolaire Pygmy » a été aussi retrouvé dans plusieurs noyaux dans les régions proches des fermetures de couches.

Conclusion

Plusieurs mouvements peuvent générer les excitations collectives du noyau à basse énergie : rotation du noyau considéré comme un corps rigide, oscillation de sa surface, oscillation des protons par rapport aux neutrons de façon analogue à une paire de ciseaux (mode scissors). Les excitations d'énergie supérieure à l'énergie de séparation des neutrons se manifestent comme une oscillation résonnante en opposition de phase de l'ensemble des neutrons par rapport à l'ensemble des protons (résonance dipolaire géante GDR).

Plus récemment, un autre mode d'excitation collectif pouvant se produire dans les noyaux magiques et semi-magiques, le mode Pygmy (Résonance Dipolaire Pygmy PDR), a été mis en évidence. Ce type d'excitation se manifeste par de nombreuses transitions dipolaires près de l'énergie de séparation des neutrons, ces transitions sont interprétées comme des oscillations des neutrons en excès (« peau neutron ») par rapport aux protons. Les mesures précises des probabilités de transition dans cette région d'énergie peuvent contribuer à la mise en évidence de cette résonance.

D'autre part, les sections efficaces de photoabsorption déduites de ces mesures sont d'une grande importance pour la nucléosynthèse.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés particulièrement au noyau stable ^{89}Y ayant une couche fermée en neutrons ($N=50$). L'étude de ce noyau permet de tester l'influence du proton non apparié sur l'amplitude de la PDR par comparaison aux noyaux isotones pair-pair voisins ^{88}Sr et ^{90}Zr .

Nous avons étudié le noyau ^{89}Y au moyen des réactions (γ, γ') auprès de l'accélérateur supraconducteur d'électrons ELBE. Deux expériences NRF ont été réalisées en utilisant des faisceaux de Bremsstrahlung produits par des électrons de 9.5 MeV et 13.2 MeV.

Ces expériences nous ont permis d'identifier près de 250 transitions nouvelles, de déterminer les énergies d'excitation des niveaux émettant des γ vers l'état fondamental et de calculer les sections efficaces de diffusion intégrées correspondantes.

L'étude de l'effet du peuplement par les niveaux de plus grande énergie (feeding) sur l'intensité de ces transitions aboutissant directement à l'état fondamental montre que les transitions issues des niveaux d'énergie autour de 6 MeV dépendent fortement des transitions issues de niveaux supérieurs.

Les sections efficaces intégrées nous ont permis de calculer la quantité $g \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma}$, rapport entre les largeurs des niveaux, le facteur g étant fonction du spin du niveau photoexcité.

Par analogie avec les noyaux ^{88}Sr et ^{90}Zr isotones de ^{89}Y , les transitions d'énergie supérieures à 6 MeV ont été considérées comme étant de caractère dipolaire.

Nous avons appliqué les méthodes statistiques afin d'estimer la contribution du feeding (alimentation latérale) à l'intensité des transitions élastiques.

Le spectre expérimental a été tout d'abord filtré du bruit de fond ambiant ainsi que de celui dû aux interactions des photons incidents avec les atomes aussi bien de la cible que des détecteurs à l'aide du code GEANT3. Les cascades gamma ont été ensuite simulées en utilisant la densité de niveaux du modèle du gaz de Fermi d'énergie décalée (BSFG). Dans ces calculs de simulations, nous avons supposé que les fluctuations de l'espacement des niveaux suivent une distribution de Wigner et que les fluctuations des largeurs partielles de niveaux sont celles d'une distribution de Porter Thomas.

Une fois que les cascades gamma ont été simulées, les rapports d'embranchement des transitions vers l'état fondamental ainsi que les sections efficaces de diffusion ont été alors déterminés afin de calculer les sections efficaces d'absorption gamma associées aux réactions (γ, γ') pour toutes les énergies jusqu'à l'énergie de séparation neutron.

Les sections efficaces d'absorption (γ, γ') ainsi déduites ont été raccordées à celles des réactions (γ, n) et nous ont permis de décrire avec une meilleure précision la partie basse énergie de la résonance dipolaire géante (GDR). Nous avons pu montrer que, contrairement à ce que donne la simple extrapolation à l'aide d'une courbe de Lorentz, une augmentation significative de la section efficace apparaît dans la région d'énergie située entre 6 et 11 MeV signalant ainsi la présence d'une résonance.

Cette augmentation des probabilités de transition dipolaire dans cette région d'énergie, également observée dans les 2 isotones voisins, est bien décrite dans le cadre de la QRPA et est interprétée comme étant due au mouvement d'oscillations des neutrons en excès par rapport au reste des nucléons où une résonance de faible amplitude (PDR) est générée.

Il serait très intéressant d'étendre ce travail à la fois aux noyaux riches en neutrons situés loin de la vallée de stabilité (noyaux exotiques) et aux noyaux riches en protons pour lesquels le mode d'excitation PDR est prévu dans le cadre de la QRPA.

Références :

- Adam96: J.P. Adams, B. Castel and H. Sagawa,
Phys. Rev. C 53, 1016 (1996)
- Acke81: Ackerman, K. Bangert, U. E. P. Berg, G. Junghans et al.,
Nucl. Phys. A372, 1 (1981)
- Alar87: R. Alarcon, R.M. Laszewski, A.M. Nathan, S.D. Hoblit et al.,
Phys. Rev. C 36, 954 (1987).
- Albe89: A.A. Al-Beteri and D.E. Raeside,
Nucl. Instr. and Meth. B44 , 149(1989)
- Andr01: W. Andrejtscheff, C. Kohstall, P. von Brentano, C. Fransen et al.,
Phys. Lett. B 506, 239 (2001).
- Aren91: H. Arenhövel and M. Sanzone,
Few Body Systems Suppl. 3, Springer-Verlag, Vienna (1991).
- Band03 : D.Bandyopadhyay,
Phys. Rev. C 68, 14324 (2003)
- Bart00 : R. Barth, Yifei Du, H.G. Essel, R. Fritzsche et al.,
GSI Multi-Branch System. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH,
Darmstadt, (2000)
- Bauw00: F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne, K. Govaert, et al.,
Phys. Rev. C 62, 024302 (2000)
- Beth50: H. A .Bethe and C. Longmire,
Phys. Rev. 77, 647 (1950)
- Beth34: Bethe and W. Heitler,
Proc. Roy. Soc. (London) A146, 83 (1934)
- Beth36: H. Bethe,
Phys. Rev. 50, 332 (1936)
- Beno09: N.Benouaret, R.Schwengner, G.Rusev, F.Dönau et al.,
Phys.Rev.C. 79, 014303 (2009).
- Brys00: J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic and F. Bauwens,
Phys.Rev. C 62, 014309 (2000)

- Cash59: E.D.Cashwell,
A practical manual on the Monte Carlo Method for random walk Problems (1959).
- Chamb94: J. Chambers, E. Zaremba, J.P. Adams, B. Castel, et al.,
Phys. Rev. C 50, R2671 (1994)
- Dege90 : A. Degener, C. Bläsing, R. D. Heil, A. Jung et al.,
Nucl. Phys. A513, 29 (1990)
- Dona05a: F.Dönau,
Phys.Rev.Lett.94, 092503 (2005)
- Döna05b: F. Dönau,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-423, 10 (2005).
- Eber92: J. Eberth,
Prog. Part. Nucl. Phys. 28, 495 (1992)
- Egid05: T. von Egidy and D. Bucurescu,
Phys. Rev. C 72, 044311 (2005)
- Ende97: J Enders, N Huxel, P von Neumann-Cosel and A Richter,
Phys. Rev. Lett. 79, 2010 (1997)
- Ende98: J. Enders, P. von Neumann-Cosel, V.Yu. Ponomarev and A. Richter,
Nucl. Phys. A636, 139 (1998)
- Ende03: J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, A. Fitzler et al.,
Nucl. Phys.A724, 243 (2003)
- Esse02 : H.G.Essel,
GSI Lean Analysis. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbh,
Darmstadt (2002)
- Fano58: U. Fano, H.W. Koch and J.W. Motz,
Phys. Rev. 112, 1679 (1958)
- Fagg59 : L. W. Fagg and S. S. Hanna,
Rev. Mod. Phys. 31, 711 (1959)
- Fish96: G.Fishman,
Monte carlo, concepts and applications
Springer series in operations Researche, New york (1996)
- Funk92 : L.Funke et al,
Nucl. Phys. A541, 241 (1992).
- Gade02: A.Gade et al.
Phys. Rev .C 66, 14304 (2002).

- Garr99: P.E. Garrett, H. Lehman, J. Jolie, C.A. McGrath et al.,
Phys. Rev. C 59, 2455 (1999)
- Gate90: R.A. Gatenby, J.R. Vanjoy, E.M. Baum, E.L. Johnson et al.
Phys. Rev. C 41, R414R (1990)
- Gilb65: A. Gilbert and A.G.W. Cameron,
Can. J. Phys. 43, 1446 (1965)
- Gold48: M. Goldhaber and E. Teller,
Phys. Rev. 74, 1046 (1948)
- Gova94 : K.Govaert, W.Mondelaers, E.Jacobs, D.De Frenne et al.,
Nucl.Instr.and Meth.in Phys.Res.A337, 265(1994)
- Gova98: K. Govaert, F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne et al.,
Phys. Rev.C 57,2229 (1998)
- Grin96 : M.Grinberg,
Manuscript, unpublished (1996)
- Hart02: T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt et al.,
Phys. Rev.C. 65, 034301 (2002).
- Hart04 : T. Hartmann, M. Babilon, S. Kamerdzhiev, E. Litvinova et al.,
Phys.Rev Lett. 93, 192501 (2004)
- Haug08 : E.Haug,
Radiat.Phys.Chem.77, 207(2008).
- Haug75: E.Haug et al.,
Naturforsch.30a (1975) 1099.
- Herz95 : R.-D.Herzberg, I.Bauske, O.Beck, P.von Brentano et al.,
Proceedings of the XII International School on Nuclear Physics Neutron Physics
and Nuclear Energy, Varna, Bulgaria, 165 (1995)
- Herz99 : R.-D. Herzberg, C. Fransen, P. von Brentano, J. Eberth et al,
Phys.Rev.C 60, 051307(R) (1999)
- Herz97 : R.-D.Herzberg et al, Phys.Lett.B 390, 49(1997)
- Heit84 : W.Heitler,
the Quantum Theorie of Radiation, Dover publications, New York, 242 (1984)
- Heyd94: Kris L.G.Heyde,
The nuclear Shell model, Springer -Verlag, New york (1994)
- Hube93 : M. Huber, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, C. Schlegel et al,
Nucl.Phys. A559, 253(1993)

- Iach85 : F.Iachello,
Phys.Lett.160B,1 (1985)
- Isac91: P. V. Isacker, M. A. Nagarajan, and D. D. Warner,
Phys. Rev. C 45, 13 (1991)
- Iudi78 : N. Lo Iudice and F. Palumbo,
Phys. Rev. Lett. 41, 1532 (1978)
- Iudi79 : N. Lo Iudice and F. Palumbo,
Nucl. Phys. A326 (1979) 193
- Jabb63: R.J.Jabbur et al,
Phys.Rev.129, 184 (1963)
- Jung95 : A. Jung, S. Lindenstruth, H. Schacht, B. Starck et al,
Nucl.Phys. A584, 103(1995).
- Kalm06: Y.Kalmykov, T.Adachi, G. P. A. Berg, H.Fujita et al.
Phys. Rev. Lett. 96, 012502 (2006)
- Kahn56: H.Kahn,
Applications of Monte Carlo (RAND, Santa Monica, Calif.) (1956)
- Kuma05: A.Kumar et al.,
Phys.Rev.72, 34313 (2005).
- Knei93: U.Kneissl, A. Zilges, J. Margraf, I. Bauske et al.,
Phys. Rev. Lett. 71, 2180(1993) .
- Knei96: U. Kneissl, H. H. Pitz, and A. Zilges,
Prog. Part. Nucl. Phys. 37349 (1996).
- Koch59: H. W. Koch and J. W. Motz,
Rev. Mod. Phys. 31, 920 (1959)
- Kohs05: C. Kohstall, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen et al.,
Phys. Rev. C 72, 034302 (2005).
- Koni05: A. J. Koning, S. Hilaire, and M. C. Duijvestijn,
AIP Conf. Proc. 769, 1154 (2005)
- Lepr71: A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, et al,
Nucl. Phys. A 175, 609 (1971)
- May51: M. May and G. C. Wick,
Phys. Rev. 81, 628 (1951).
- Metz59: F.R.Metzger.
Prog.Nucl.Phys.7, 54 (1959)

- Metz75: F.R.Metzger,
Phys.Rev .C 11, 2085 (1975).
- Metz78 : F. R. Metzger,
Phys. Rev. C 18, 1603 (1978)
- Moha71: R.Mohan et al,
Phys.Rev.C3, 1740 (1971).
- Newt56: T.D Newton ,
Can.J.Phys.34, 804 (1956).
- Port56 : C.E. Porter and R.G. Thomas,
Phys. Rev. 104, 483 (1956)
- Prat77 : R. H. Pratt, H. K. Tseng, C. M. Lee, L. Kissel, et al.
At. Data Nucl. Data Tables 20, 175 (1977).
- Radf95 : D. C. Radford,
Nucl. Instr. Meth. A361, 297 (1995).
- Raus04 : T. Rauscher and F.-K. Thielemann,
At. Data Nucl. Data Tables 88, 1 (2004).
- Reif97 : J. Reif, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders et al.
Nuclear Physics A 620, 1 (1997)
- Rich83 : . A.Richter,
Proc.of the Int.Conf.on Nuclear Physics, Florence (Italy) (1983)
- Rich90 : A.Richter,
Nucl.Phys. A507, 99(1990).
- Ring80 : P.Ring and P. Schuck,,
The nuclear Many Body Problem, (Springer, New York, 1980).
- Ring04: P.Ring and P. Schuck.,
The nuclear Many Body Problem, (Springer, New York, 2004).
- Ripl-2 : [http://www-nds.iaea.org/ RIPL-2](http://www-nds.iaea.org/RIPL-2).
- Roc72 : G. Roche, C. Ducos, J. Proriol,
Phys. Rev. A 5, 2403 (1972)
- Rose60 : N. Rosenzweig and C. E. Porter,
Phys. Rev. 120 , 1698 (1960)
- Rowe70: D.J.Rowe,
Nuclear Collective Motion (Methuen, New York 1970)

- Rusev06: G.Rusev et al,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-442 , 29 (2006)
- Rusev06a: G. Rusev, R. Schwengner, F. Döna, M. Erhard et al.
Phys. Rev. C 73, 044308 (2006).
- Rusev06b: G. Rusev, E. Grosse, M. Erhard, A. Junghans et al.,
Eur. Phys. J. A 27 s01, 171 (2006)
- Rusev07: G.Rusev,
Dissertation, Technische Universität Dresden 2007.
- Ryez02 : N. Ryezayeva, T. Hartmann, Y. Kalmykov, H. Lenske et al.
Phys. Rev. Lett. 89, 272502 (2002).
- Salv87 : F. Salvat, J.D. Martinez, R. Mayol et al,
Phys. Rev. A 36, 467 (1987)
- Schi51: L.I.Schiff,
Phys.Rev .83, 252 (1951).
- Selt85 : S. M. Seltzer and M. J. Berger et al.,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 12, 95 (1985).
- Selt86 : S. M. Seltzer and M. J. Berger,
At. Data Nucl. Data Tables 35, 345 (1986)
- Sieg65 : K.Sieg,
Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy.
North-holland publishing company, (1965)
- Schi02a: K.D.Schilling et al,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-341, 41(2002)
- Schi02b: K.D.Schilling et al,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-341, 37(2002)
- Schi03a: K.D.Schilling et al,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-372, 30 (2003)
- Schi03b: K.D.Schilling et al,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-372, 31 (2003)
- Schi04: K.D.Schilling et al,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-401, 5 (2004)
- Schwe02: R.Schwengner et al.,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-341, page39 (2002)

- Schwe05: R. Schwengner, R. Beyer, F. Döna, E. Grosse et al.,
Instr. Meth. Phys. Res. A 555, 211. (2005).
- Schwe07: R.Schwengner, G. Rusev, N. Benouaret, R. Beyer et al.,
Nucl.Phys. A788, 331 (2007).
- Schwe07a: R. Schwengner, G. Rusev, N. Benouaret, R. Beyer et al.,
Phys. Rev. C 76, 034321 (2007)
- Schwe08: R.Schwengner, G. Rusev, N. Tsoneva, N. Benouaret et al.,
Phys.Rev .C, 78 (2008) 064314.
- Sted01: F. Stedile, F. Fill, E.Belic, D. von Brentano et al.,
Phys.Rev.C 63, 024320 (2001)
- Suzu90: Y. Suzuki, K. Ikeda and H. Sato,
Prog. Theor. Phys. 83, 180 (1990),
- Theu90: J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig et al.,
Programm Tv., Institute for nuclear Physics, Cologne,1990.
- Voge71 : P. Vogel and L. Kocbach,
Nucl. Phys. A176, 33 (1971).
- Volz06: S. Volz, N. Tsoneva, M. Babilon, M. Elvers et al.,
Nucl. Phys. A 779, 1 (2006).
- Wagn99 : A.Wagner et al.,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-271, 33 (1999)
- Wagn01a : A.Wagner et al,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-319, 38 (2001)
- Wagn01b : A.Wagner et al,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-319, 40 (2001)
- Wagn05a : A. Wagner, R. Beyer, M. Erhard, F Döna, et al.,
J. Phys. G. 31, S1969 (2005).
- Wagn05b : A.Wagner et al.,
Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-423, 27 (2005)
- Wien81 : K. Wienhard, C. Bläsing, K. Ackermann, K. Bangert et al.,
Z. Phys. A 302, 185 (1981)
- Wign57: E.P.Wigner,
Proc. Int. Conf. on Neutron Interaction with the nucleus,
Columbia University Report Cu-175(TID-7547) 4 (1957)

- Whel56: J.A. Wheeler and W.E. Lamb,
Phys. Rev. 101, 1836 (1956)
- Yosh62: S.Yoshida ,
Nucl. Phys. 38, 380 (1962)
- Zilg91 : A. Zilges, P. von Brentano, H. Friedrichs, R. D. Heil et al.,
Z. Phys. A 340, 155 (1991)
- Zilg93 : A. Zilges, P. von Brentano, C. Wesselborg, R. D. Heil et al.,
Nucl. Phys. A,564, 366 (1993)
- Zilg02 : A. Zilges, S. Volz, M. Babilon, T. Hartmann et al.,
Phys. Lett. B 542, 43 (2002)