

1983

« Structure nucléaire aux frontières de la stabilité »  
Bombannes – 2<sup>ème</sup> session – 12-16 septembre 1983

Table des matières détaillée

Avant-propos P. Quentin	p.i
I - Nuclear structure at high energy and very high spin theoretical description Z. Szymanski	p. 1
II - Structure nucléaire à haut et très haut spin aspects expérimentaux H. Sergolle	p. 41
III - Rayonnements gamma de grande énergie émis dans des réactions de fusion-évaporation B. Haas	p. 93
IV - Boules et châteaux de cristal détecteurs multicompteurs $\gamma$ 4 $\pi$ J.-P. Vivien	p. 119
V - Noyaux loin de la vallée de stabilité : production et étude expérimentale des états fondamentaux M. Epherre	p. 149
VI - Noyaux loin de la vallée de stabilité : excitations individuelles et collectives à basse énergie M. Meyer	p. 229
VII - La technique du jet d'hélium en spectrométrie nucléaire S. Della-Negra	p. 361
VIII - Modes d'excitation de spin-isospin des noyaux J.-P. Blaizot	p. 363
IX - Approches expérimentales des transitions $\Delta S = 1$ , $\Delta T = 1$ dans les noyaux moyens et lourds S. Galès	p. 403
X - Des particules indépendantes aux quasiparticules C. Mahaux	p. 429
XI - Table ronde D. Cogny	p. 455
Liste des participants	p. 457

ECOLE JOLIOI-CURIE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Village-Vacances de Bombannes

2<sup>o</sup> session - 12-16 septembre 1983

Sous le patronage de  
l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules  
I N2 P3

et avec la participation de  
l'Institut de Recherche Fondamentale  
CEA

**STRUCTURE NUCLEAIRE  
AUX FRONTIERES DE LA STABILITE**

J.-P. BLAIZOT  
M. EPHERRE  
C. MAHAUX  
M. MEYER  
H. SERGOLLE  
Z. SZYMANSKI  
  
S. DELLA NEGRA  
J. DELORME  
S. GALES  
D. GOGNY  
B. HAAS  
J.-P. VIVIEN

COMITE D'ORGANISATION DE  
L'ECOLE JOLIO-CURIE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE 1983

<i>Bordeaux (CEN)</i>	A. FLEURY
<i>Bordeaux (LPT)</i>	Y. ABGRALL, P. QUENTIN
<i>Caen (LPC)</i>	H. DOUBRE
<i>Grenoble (CEN)</i>	C. GUET
<i>Grenoble (ISN)</i>	J.-M. LOISEAUX, B. VIGNON
<i>Lyon (IPN)</i>	J. DELORME, M. MEYER
<i>Orsay (CSNSM)</i>	M. EPHERRE, J.-P. THIBAUD
<i>Orsay (IPN)</i>	A. BOUYSSY, S. GALES, J. GALIN, D. VAUTHERIN
<i>Saclay (CEN)</i>	P. BONCHE, B. FERNANDEZ, B. FROIS, M.-C. LEMAIRE, C. NGO
<i>Strasbourg (CRN)</i>	E. ASLANIDES, J. RICHERT

Ces cours peuvent être obtenus sur demande au :

Service des Relations Extérieures  
I N2 P3  
20, rue Berbier du Mets  
75013 Paris (France)

TABLE DES MATIERES

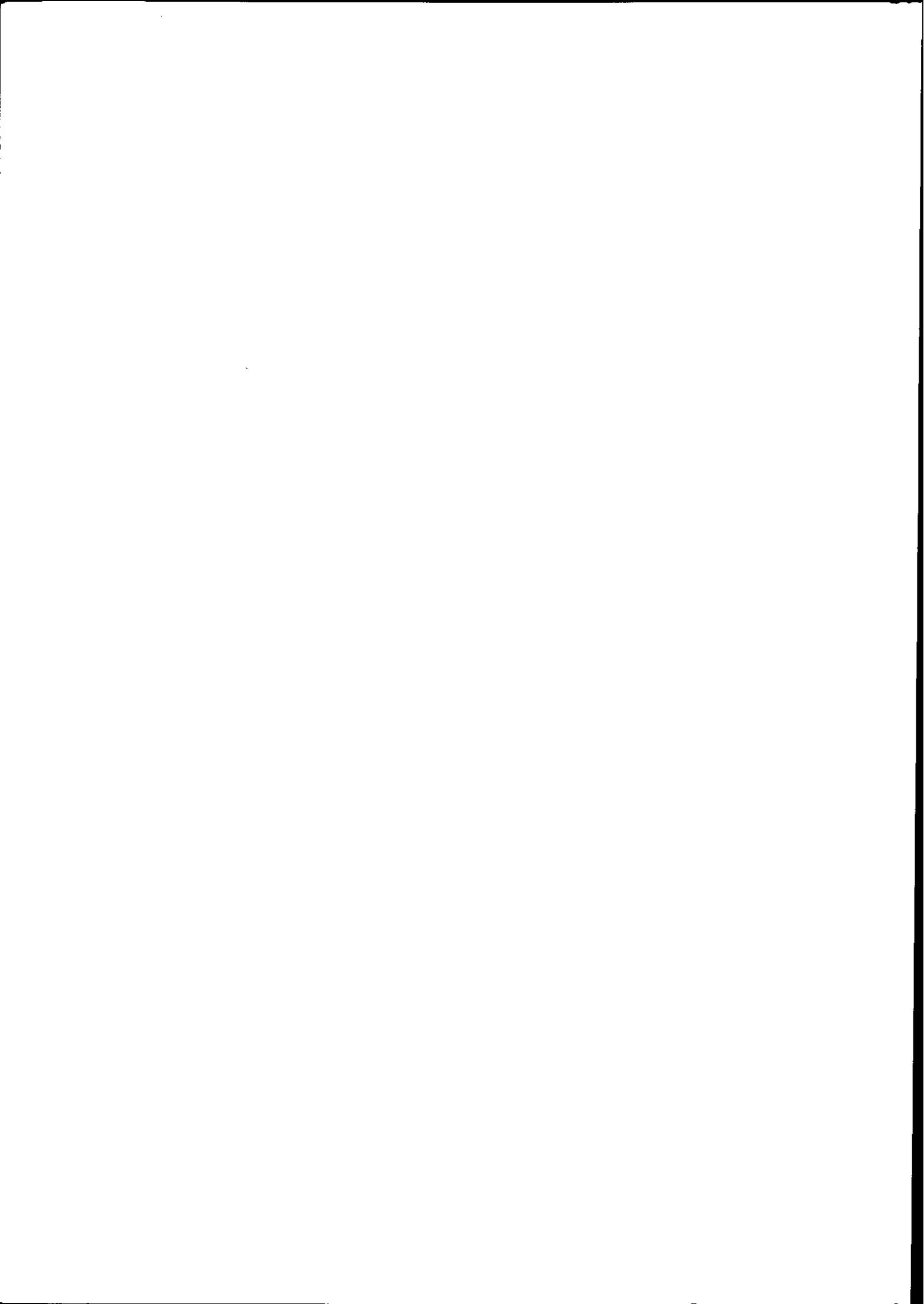
AVANT-PROPOS	
P. QUENTIN.....	i
I. NUCLEAR STRUCTURE AT HIGH AND VERY HIGH SPIN THEORETICAL DESCRIPTION	
Z. SZYMANSKI.....	1
Abstract.....	3
1. Classical rotation.....	4
2. Quantal orbits in a rotating nucleus.....	10
3. High-spin rotational bands in deformed nuclei.....	21
4. Complete alignment in axially symmetric nuclei (mostly oblate or spherical).....	33
References.....	38
II. STRUCTURE NUCLEAIRE A HAUT ET TRES HAUT SPIN ASPECTS EXPERIMENTAUX	
H. SERGOLLE.....	41
1ère partie : Peuplement et désexcitation des états de haut spin.....	43
I.1. Limite de moment angulaire.....	43
I.2. Peuplement des états de haut spin.....	44
I.3. Désexcitation du noyau composé.....	47
2ème partie : Quelques techniques de détection gamma.....	49
II.1. Détecteurs.....	49
II.2. Dispositifs anti-Compton et coïncidence $\gamma$ - $\gamma$ .....	50
II.3. Détecteurs modulaires $4\pi$ .....	52
II.4. Corrélations en énergie $\gamma$ - $\gamma$ .....	59
3ème partie : Rotations collective et non collective.....	62
III.1. Généralités.....	62
III.2. Rotation non collective.....	63
III.3. Rotation collective.....	64
III.4. Alignement.....	71
4ème partie : Etude des très hauts spins à travers le continuum $\gamma$ .....	74
IV.1. Propriétés d'isotopes d'erbium.....	74
IV.2. Niveaux de haut spin d'isotopes d'ytterbium ( $A = 157 - 161$ ).....	84
Conclusion.....	88
Références.....	90
III. RAYONNEMENTS $\gamma$ DE GRANDE ENERGIE EMIS DANS DES REACTIONS DE FUSION-EVAPORATION	
B. HAAS.....	93
I. Introduction.....	95

II.	Résonance dipolaire géante construite sur des états excités Hypothèse de Brink.....	98
III.	But de l'expérience.....	99
IV.	Description de l'expérience.....	101
V.	Résultats expérimentaux.....	108
VI.	Discussion.....	111
VII.	Conclusion.....	115
	Références.....	116
IV.	BOULES ET CHATEAUX DE CRISTAL DETECTEURS MULTICOMPTEURS $\gamma 4\pi$ J.-P. VIVIEN.....	119
	Plan (E,I).....	122
	Mesure de multiplicité.....	123
	Spectromètre somme.....	129
	Multidécteur $4\pi$ .....	131
	Matériaux scintillants.....	133
	Multidécteur $4\pi$ , quelques applications.....	143
	Conclusion.....	146
	Bibliographie.....	147
V.	NOYAUX LOIN DE LA VALLEE DE STABILITE PRODUCTION ET ETUDE EXPERIMENTALE DES ETATS FONDAMENTAUX M. EPHERRE.....	149
	1. Introduction.....	151
	2. Méthodes de production.....	156
	2.1. Historique.....	156
	2.2. Principales réactions nucléaires utilisées pour la production des noyaux loin de la vallée de stabilité.....	158
	2.3. Conclusions et perspectives.....	164
	3. Méthodes d'identification et de séparation.....	167
	3.1. Méthodes d'identification des noyaux en vol.....	168
	3.2. Méthodes de séparation "en vol".....	170
	3.3. Méthodes de séparation "à l'arrêt".....	175
	3.4. Méthodes hybrides.....	182
	4. Modes de décroissance exotiques.....	182
	4.1. Emission de particules retardées par la désintégration $\beta$ .....	182
	4.2. Radioactivité proton.....	187
	5. Propriété statiques des noyaux exotiques.....	189
	5.1. Mesure des durées de vie.....	189
	5.2. Détermination expérimentale des masses des noyaux loin de la stabilité.....	192
	5.3. Détermination expérimentale des rayons et moments des noyaux loin de la stabilité.....	206
	Références.....	223
VI.	NOYAUX LOIN DE LA VALLEE DE STABILITE EXCITATIONS INDIVIDUELLES ET COLLECTIVES A BASSE ENERGIE K. MEYER.....	229
	Avant-propos.....	231
	Chapitre I : Spectroscopie des noyaux exotiques : quelques résultats typiques ; nécessité d'un outil théorique.....	233

I.	Introduction.....	233
	1. Qu'est-ce qu'un noyau situé loin de la vallée de stabilité ?.....	233
	2. Quelles propriétés allons-nous étudier ?.....	235
	3. Quels sont les moyens mis en oeuvre pour les étudier ?.....	235
II.	Quelques résultats expérimentaux typiques.....	243
	1. N=20 n'est pas nécessairement un nombre magique, par exemple pour les noyaux riches en neutrons de Na et Mg.....	244
	2. Une zone de forte déformation pour les noyaux riches en neutrons proches de N=60.....	246
	3. Approche de la double magicité N=Z=50 : isotopes de Cd déficients en neutrons voisins de $^{100}\text{Sn}$ .....	248
	4. Schémas typiques de couplage coeur-particule dans les noyaux déficients en neutrons : isotopes de La et d'Ag.....	250
	5. Coexistence de forme dans les isotopes de Mercure très déficients en neutrons.....	253
III.	Les concepts théoriques mis en oeuvre.....	255
	1. Notre hypothèse limitative de la description de ces noyaux.....	255
	2. L'interaction nucléon-nucléon.....	257
	3. Schéma des diverses étapes du problème à N corps permettant d'atteindre la structure des noyaux exotiques.....	259
Chapitre II : Propriétés globales des noyaux "exotiques" dans leur état fondamental.....		263
I.	L'approximation de particules indépendantes.....	263
II.	L'approximation stationnaire de Hartree-Fock.....	265
	1. Equations.....	265
	2. Traitement des corrélations d'appariement.....	267
	3. Les noyaux déformés ; énergie d'un noyau hors équilibre.....	268
	4. Quelques données expérimentales atteintes par les calculs HF.....	269
III.	Illustration expérimentale de ces concepts.....	276
	1. Les isotopes de Sodium.....	278
	2. Les isotopes de Cadmium.....	279
	3. Les isotopes de Mercure et Platine.....	282
Chapitre III : Etats excités de basse énergie des noyaux "exotiques" pair-pairs.		287
I.	L'approximation ATDHF.....	287
II.	Cas particulier des rotations collectives.....	291
	1. Approximations de Cranked-Hartree-Fock, de Thouless-Valatin et du Cranking.....	291
	2. Liens avec d'autres approches.....	294
III.	L'hamiltonien de Bohr et son approche microscopique.....	296
	1. Rappel.....	296
	2. Résolution et résultats.....	300
Chapitre IV : Etats excités de basse énergie des noyaux "exotiques" impairs et impair-impairs.....		307
I.	Introduction.....	307
II.	Une approche microscopique du modèle rotor + quasi-particules.....	308
	1. Cas des noyaux A impairs (rotor + une quasi-particule).....	308
	2. Cas des noyaux impair-impairs (rotor + deux quasi-particules).....	320
Chapitre V : Perspectives et conclusions.....		329
I.	Directions prévisibles des recherches expérimentales concernant les noyaux "exotiques".....	329
	1. Les moyens.....	329
	2. La méthodologie et les effets à rechercher.....	331
	3. Questions ouvertes, non résolues à ce jour.....	332

II.	Développement des modèles théoriques et perspectives d'approches nouvelles.....	333
	1. Application systématique des modèles microscopiques actuellement disponibles.....	333
	2. Usage extensif de méthodes semi-classiques.....	333
	3. Amélioration de la force N-N effective.....	335
III.	Conclusions.....	335
	Remerciements.....	337
	Annexe 1 : Interactions nucléon-nucléon effectives.....	339
	Annexe 2 : Hamiltonien de Hartree-Fock.....	341
	Annexe 3 : Approche théorique du moment d'inertie.....	343
	Bibliographie.....	347
VII.	LA TECHNIQUE DU JET D'HELIUM EN SPECTROMETRIE NUCLEAIRE	
	S. DELLA NEGRA.....	361
VIII.	MODES D'EXCITATION DE SPIN-ISOSPIN DES NOYAUX	
	J.-P. BLAIZOT.....	363
	1. Isospin.....	366
	1.1. Isospin des nucléons, des noyaux, des quarks.....	366
	1.2. Excitations isovectorielles.....	368
	1.3. Résonance isobarique analogue.....	370
	1.4. Règle de somme pour les transitions Gamov-Teller.....	371
	2. Revue de quelques résultats expérimentaux.....	372
	2.1. Sections efficaces à l'approximation de Born et réponse linéaire.....	372
	2.2. Réactions (p,n) et résonance Gamov-Teller <sup>2-9</sup> .....	374
	2.3. Réactions (p,p') et résonance M1 <sup>16</sup> .....	375
	2.4. Diffusion d'électrons et transitions M1 et M2 <sup>12-13</sup> .....	375
	2.5. Moments magnétiques.....	376
	2.6. Réactions ( <sup>3</sup> He,t) et excitations des résonances $\Delta$ <sup>15</sup> .....	377
	3. Désintégration $\beta$ .....	377
	3.1. Calcul du taux de désintégration.....	379
	3.2. L'élément de matrice $M_{fi}$ .....	379
	3.3. Exemple de transition de Fermi.....	380
	3.4. Exemple de transition de Gamov-Teller.....	381
	3.5. Atténuation des transitions de Fermi et de Gamov-Teller.....	381
	3.6. Constante de couplage effective ( $g_A$ ) <sub>eff</sub> .....	382
	4. Quarks, nucléons, isobares.....	383
	4.1. Fonctions d'onde des nucléons et des résonances $\Delta$ <sup>40</sup> .....	383
	4.2. Calculs de quelques éléments de matrice.....	384
	4.3. Désintégration $\beta$ du neutron dans le modèle des quarks.....	385
	5. Excitation des modes de spin-isospin.....	386
	5.1. Fonction de réponse linéaire.....	386
	5.2. Fonction de réponse dans l'approximation de particules indépendantes.....	387
	5.3. Calcul de la fonction de réponse à l'approximation RPA.....	388
	5.4. Solution d'un modèle schématique.....	389
	5.6. L'interaction particule-trou.....	390
	5.7. La résonance isobarique analogue.....	392
	5.8. Résonance Gamov-Teller dans <sup>208</sup> Pb.....	393
	5.9. Résonances M1 dans <sup>208</sup> Pb.....	393
	6. Rôle des degrés de liberté nucléoniques.....	394
	6.1. Calcul de $\chi_0(\omega)$ incluant les résonances $\Delta$ .....	394
	6.2. Renormalisation et facteur d'atténuation.....	395
	6.3. Remarque concernant la règle de somme Gamov-Teller.....	396
	6.4. Opérateurs effectifs.....	398

6.5. Une analogie avec un problème simple de mécanique classique.....	398
6.6. Ordres de grandeur des effets des degrés de liberté nucléoniques....	399
Références.....	401
IX. APPROCHES EXPERIMENTALES DES TRANSITIONS $\Delta S=1$ , $\Delta T=1$ DANS LES NOYAUX MOYENS ET LOURDS	
S. GALES.....	403
I. Introduction.....	405
II. Réactions d'échange de charge et transitions Gamov-Teller.....	407
II.1. Dépendance en énergie, en moment transféré de la section efficace d'échange de charge (p,n).....	408
II.2. Le mécanisme de la réaction d'échange de charge.....	409
II.3. Difficultés expérimentales liées à la réaction (p,n) à haute énergie.....	410
II.4. Analyse des résultats - Sections efficaces (p,n) à 0° et Règles de somme.....	412
II.5. Intensité manquante et soustraction du fond continu.....	414
III. Mise en évidence des transitions M1 en diffusion inélastique de protons..	415
III.1. Système de détection à haute résolution et reconstruction des trajectoires.....	415
III.2. Résultats expérimentaux - Diffusion inélastique de protons sur les isotopes du Zr et sur les noyaux de la couche fp.....	416
III.3. Analyse des résultats et modèle de réaction utilisé en diffusion inélastique de protons.....	418
III.4. Intensités des transitions, force manquante - Comparaison des résultats des réactions $^{40}\text{Ca}(e,e')$ , $^{46}\text{Ca}(p,n)$ et $^{48}\text{Ca}(p,p')$ .....	420
IV. Excitation spin-isospin aux énergies intermédiaires.....	422
IV.1. Conditions expérimentales.....	423
IV.2. Comparaison de la sélectivité des réactions (p,n) et ( $^3\text{He},t$ ) à 200 MeV/nucléon et résultats ( $^3\text{He},t$ ) à 1.2, 1.5 et 2.0 GeV.....	424
Conclusions.....	425
Remerciements.....	426
Références.....	426
X. DES PARTICULES INDEPENDANTES AUX QUASIPARTICULES	
T. ABEHIE.....	429
1. Introduction.....	431
2. La matière nucléaire.....	431
3. Etats d'énergie positive à une particule.....	435
4. Etats à une particule faiblement liés.....	435
5. Etats liés profonds à une particule.....	439
6. Etats à une particule moyennement liés.....	441
7. Potentiel à une particule.....	446
8. Fonction d'onde des états à une particule.....	449
9. Conclusion.....	451
Références.....	451
XI. TABLE RONDE	
D. FOSSE.....	455
LISTE DES PARTICIPANTS.....	457



## AVANT - P R O P O S

L'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire n'a que deux années d'existence mais son style et sa nécessité semblent déjà bien affirmés.

L'originalité de cette entreprise vient de ce qu'elle est vraiment une Ecole, lieu de formation initiale, ou permanente, à la recherche en Physique Nucléaire. En 1983, elle a accueilli autant sinon plus de jeunes physiciens nucléaires qu'en 1982. L'effort pédagogique fourni par les conférenciers a été apprécié par tous, jeunes et moins jeunes. L'adaptation du niveau à l'auditoire a fait l'objet d'une préparation soigneuse de la part du groupe d'organisation tout autant que d'un suivi à l'Ecole même, par une personne spécialement désignée à l'attention de tous comme chargée de cette tâche. Qu'il me soit permis de remercier ici B. Frois pour le soin et l'efficacité avec lesquels il s'est acquitté de cette mission importante.

L'expérience des deux premières éditions de l'Ecole a montré en outre qu'un tel rassemblement de chercheurs jeunes ou confirmés autour d'un sujet d'actualité relativement bien circonscrit répondait à un besoin de la communauté des physiciens nucléaires. Les rencontres s'opèrent en effet à différents niveaux : entre spécialistes du sujet abordé et non spécialistes désireux de saisir l'état d'un problème, entre étudiants plongés dans un premier travail de recherche et physiciens ayant un peu plus de recul, enfin, entre théoriciens et expérimentateurs. Nous avons enregistré avec plaisir également, l'accroissement spectaculaire du nombre de physiciens étrangers qui conforte le Comité d'organisation dans son souci d'élargir encore plus systématiquement la participation à l'ensemble de la communauté francophone.

Le Comité d'organisation a bénéficié, depuis cette année, de la contribution active de physiciens du CEA, apport qui a manifesté encore plus concrètement la vocation de service de l'Ecole Joliot-Curie envers l'ensemble des chercheurs de la discipline. Il est important de souligner également la contribution substantielle de l'Institut de Recherche Fondamentale du CEA au financement de l'Ecole, qui est venue s'ajouter à la subvention de l'I N2 P3 pour constituer un budget permettant à l'Ecole de réaliser ses objectifs.

Avant de présenter rapidement les différentes contributions qui forment ce volume, il convient de remercier tous ceux qui ont permis le succès de l'Ecole Joliot-Curie 1983. Le Directeur de l'I N2 P3, J. Yoccoz, est à l'origine du projet et de la mise en place de cette Ecole et nous tenons à lui exprimer toute notre gratitude. Nous sommes très reconnaissants également envers le Département de Physique Nucléaire de Saclay en la personne de son Directeur, V. Gillet, et de M. Martinot pour le soutien et les encouragements reçus. La préparation de l'Ecole 1983 a été prise en charge par un groupe comprenant B. Fernandez, B. Frois, M. Meyer et J.P. Thibaud, assistés avec efficacité et diligence par Mme E. Perret à qui l'Ecole doit beaucoup. Nous tenons enfin à remercier chaleureusement Mlle Y. Bernat, Mme V. Bienkowski et Mlle J. Garrabos pour leur contribution au secrétariat de l'Ecole, le CRN Strasbourg pour le tirage de ces cours, ainsi que D. Viriot et tout le personnel du Village-vacances de Bombannes.

L'Ecole Joliot-Curie 1983 avait pour ambition de passer en revue quelques aspects parmi les plus marquants des recherches actuelles en spectroscopie nucléaire. Les développements récents de l'étude des états nucléaires à haut et très haut spin ont fait l'objet des cours de Z. Szymanski et H. Sergolle ainsi que des séminaires de B. Haas et J.P. Vivien. Les méthodes expérimentales et les concepts explicatifs les plus importants concernant les états fondamentaux et les premiers états excités de noyaux situés loin de la vallée de stabilité bêta ont été passés en revue dans les cours de M. Ephherre et M. Meyer et dans le séminaire de S. Della Negra. Les excitations de spin-isospin ont été abordées d'un point de vue théorique dans le cours de J.P. Blazot et dans le séminaire de S. Galcs, pour les résultats expérimentaux les plus marquants. Enfin, C. Mahaux a dégagé et illustré les concepts fondamentaux et les limites de la description des noyaux en termes de modèle en couche. L'ensemble des cours, séminaires et discussions, ainsi que la table ronde animée par D. Gogny, a bien renvoyé l'image d'un domaine où les recherches sont très actives et impliquent du point de vue expérimental et théorique des techniques très élaborées et où enfin le dialogue entre expérimentateurs et praticiens d'approches théoriques microscopiques est particulièrement fécond.

Le plein succès des deux premières éditions laisse bien augurer de l'avenir de l'Ecole Joliot-Curie. Il importe cependant que tous les physiciens nucléaires, et notamment ceux qui ont en charge la formation de jeunes chercheurs, se sentent encore plus concernés par cette entreprise qui se veut au service de notre discipline.

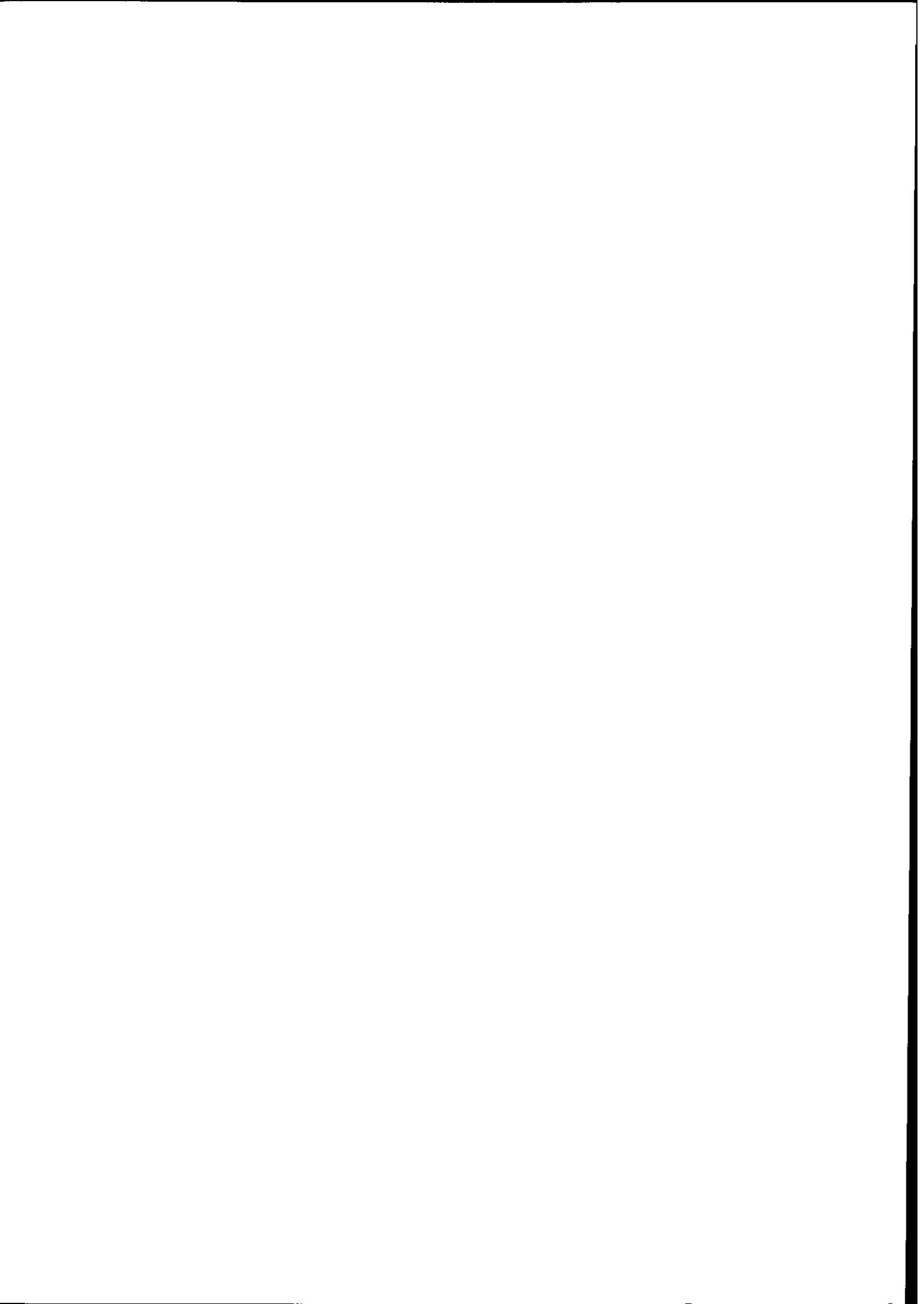
Pour le Comité d'organisation,

P. Quentin

**NUCLEAR STRUCTURE AT HIGH AND VERY HIGH SPIN  
THEORETICAL DESCRIPTION**

**Z. SZYMANSKI**

*Institute for Theoretical Physics, University of Warsaw, Warsaw (Pologne)*  
*Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble*



## Abstract

### Chapter I - Classical rotation

When the existence of nuclear shell structure is ignored and nuclear motion is assumed to be classical we may expect that the nuclear rotation resembles that of a liquid drop. Energy of the nucleus can be thus considered as a sum of three terms : surface energy, Coulomb energy and rotational energy. Nuclear moment of inertia is assumed to be that of a rigid-body.

At a slow rotation about a fixed axis the nucleus seems to acquire a slightly oblate shape. An analogous argument has been used long ago by Newton who calculated the deformation of Earth. At a fast rotation the oblate shape of nucleus may become unstable with respect to the triaxial very elongated deformation. This is again analogous to the Jacobi instability discussed in astrophysics. One finds that the same type of instability may settle in not too heavy nuclei. In very heavy nuclei the fission process may occur first before the Jacobi instability can play any role. The results of a calculation of the energy surfaces in rotating nuclei by Cohen, Plasil and Swiatecki are discussed.

### Chapter II - Quantal orbits in rotating nuclei

Cranking procedure is analysed as a tool to investigate nucleonic orbits in a rotating nuclear potential. Signature is introduced as a good quantum number in the rotating potential. Energies and alignments in nucleonic orbits are discussed in terms of angular velocity  $\omega$ . The potential energy surfaces are calculated and discussed for any (fixed) value of angular momentum. They define various regimes of nuclear motion with different symmetries in nuclear shapes and various relative positions of the nuclear symmetry axes with respect to the rotation axis. Some predictions concerning the possible onset of a superdeformed phase are given.

### Chapter III - High-spin rotational bands in deformed nuclei

The structure of nuclear rotation is examined in the presence of the short-range pairing forces that generate the superfluid correlations in the nucleus. Examples of the Bengtsson-Frauendorf plots (quasiparticle energies versus angular velocity of rotation) are given and discussed. The backbending phenomenon is analysed in terms of band crossing. The dependence of the crossing frequency on the pairing-force strength is discussed. Possibilities of the role of new components in the two-body force (quadrupole-pairing) are considered. Possibilities of the phase transition from superfluid to normal states in the nucleus are analysed. The role of the second (dynamic) moment of inertia  $\mathfrak{J}(2)$  in this analysis is discussed.

### Chapter IV - Complete alignment in axially symmetric nuclei

In spherical or weakly deformed nuclei (mostly oblate) angular momentum is aligned parallel to the nuclear symmetry axis. Rotation is of non collective origin in this case. The motion is best analysed by representing nuclear single-particle energies as points in the  $(m, e)$  plane. States with non zero angular momenta are those that populate levels corresponding to a sloping Fermi surface in the  $(m, e)$  plane.

Examples of the analysis of nuclear spectra in this case (exhibiting also the isomeric states called yrast (traps) are given.

Possible forms of the collective excitations superimposed on top of the high-spin states are discussed. In particular, the giant resonance excitations formed on top of the high-spin states are considered and their properties discussed;

## 1. Classical rotation

Considerable changes in nuclear shape may be expected in the state of a fast nuclear rotation. This is actually one of the reasons why nuclear studies of the high-spin states are so interesting. In the preliminary attempt to describe nuclear phenomena, it is reasonable to ignore the existence of nuclear shell structure, the possible influence of particular nuclear orbits etc., i.e. to consider a "macroscopic" description. Moreover, we shall also ignore in this preliminary approach all the possible quantal effects thus limiting ourselves to a classical motion. Let the equation

$$R = R_0 \left\{ 1 + \sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right\} \quad (1)$$

describe a nuclear surface (if anything like a sharp nuclear surface exists; otherwise, we may consider surfaces e.g. of equal density or potential). Deformation parameters  $\beta_{\lambda\mu}$  up to  $\lambda \leq 3$  and often of even higher multipolarity ( $\beta_{40}$ ,  $\beta_{50}$ ,  $\beta_{60}$ ) have been discussed in literature. We shall limit our discussion to the quadrupole deformations only. We shall also employ a system of axes overlapping with the main axes of the nucleus. We are then left with the two deformation parameters,  $\beta_{20}$  and  $\beta_{22} = \beta_{2-2}$ . Using another notation

$$\beta_{20} = \beta \cos \gamma \quad (2)$$

$$\beta_{22} = \beta_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \quad (3)$$

we can employ a  $(\beta, \gamma)$  - plane ( $\beta$ -radial coordinate,  $\gamma$ -angle) as to describe nuclear shape.

Fig. 1 (taken from ref. <sup>1</sup>) illustrates the calculated contour plots of equal energies for a classical rotational motion of a uniformly charged nucleus of a constant density at angular momentum  $I = 40$ . Values at  $\gamma = -120^\circ$ ,  $-60^\circ$ ,  $0^\circ$  and  $60^\circ$  correspond to axially symmetrical shapes (prolate or oblate) corresponding to various orientations of the rotation axis with respect to the symmetry axis as indicated in the figure. The intermediate regions correspond to the rotations of the triaxial shapes about the axis of largest moment of inertia  $\mathcal{J}$  ( $0^\circ < \gamma < 60^\circ$ ), axis of intermediate  $\mathcal{J}$  ( $-60^\circ < \gamma < 0^\circ$ ), or axis of the lowest moment of inertia  $\mathcal{J}$  ( $-120^\circ < \gamma < -60^\circ$ ).

It seems quite natural that the nucleus that is spherical at  $I = 0$ , will get oblate for

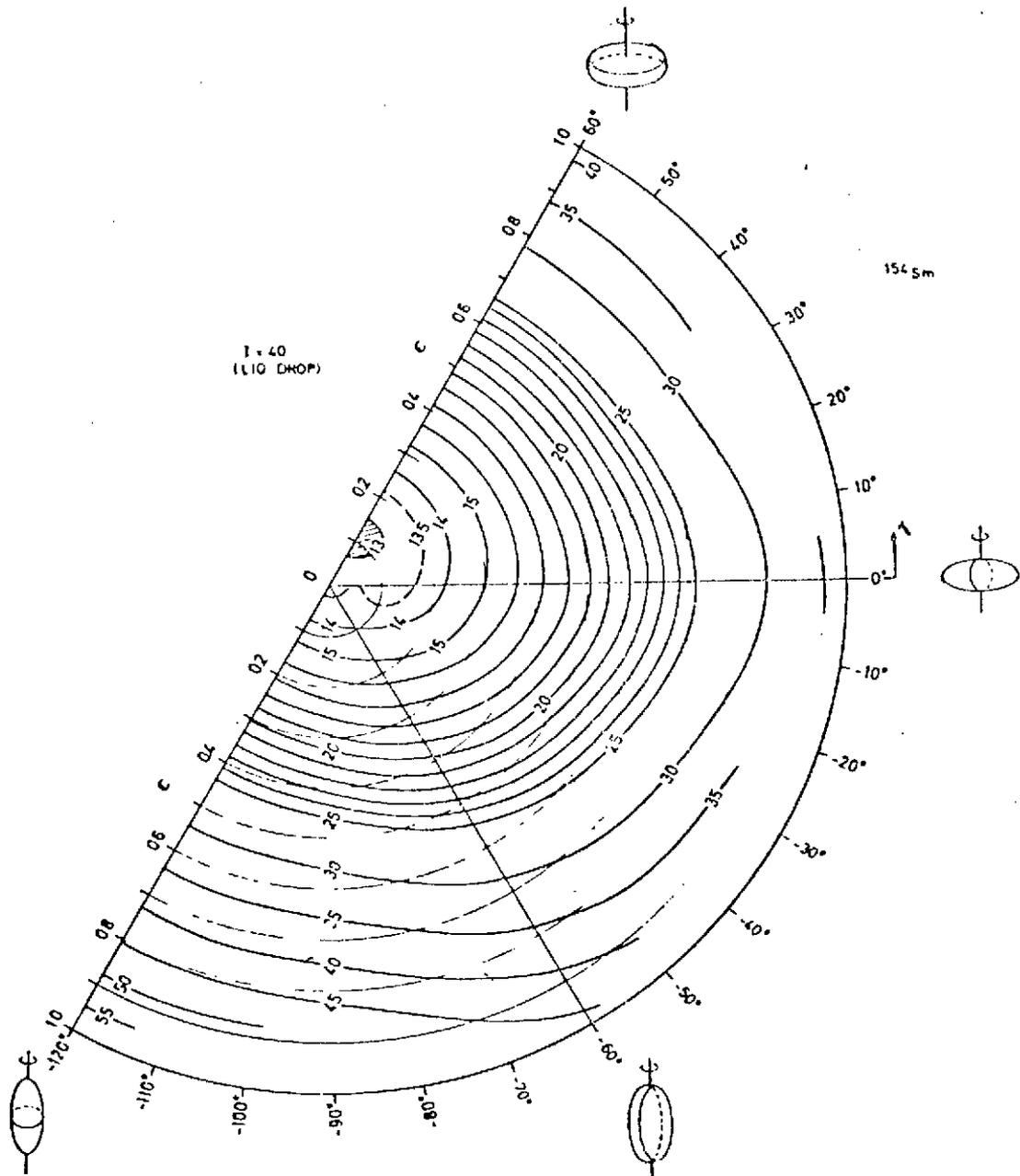


Figure 1

$I \neq 0$ . This is quite analogous to the conclusion of Newton who claimed that the Earth is approximately of the shape of an oblate axially symmetric ellipsoid owing to its rotation (Fig. 2). Knowing a gravitational potential of a slightly deformed sphere Newton has calculated the Earth deformation as

$$\beta = \frac{\sqrt{5\pi}}{3} \frac{\omega^2 R_0}{(\gamma M/R_0^2)} \approx 0.0046 \quad (4)$$

(here  $\omega$  denotes the angular velocity,  $R_0$  - spherical radius,  $M$  - the Earth mass and  $\gamma$  - gravitation constant). The actual value of the Earth deformation is somewhat lower

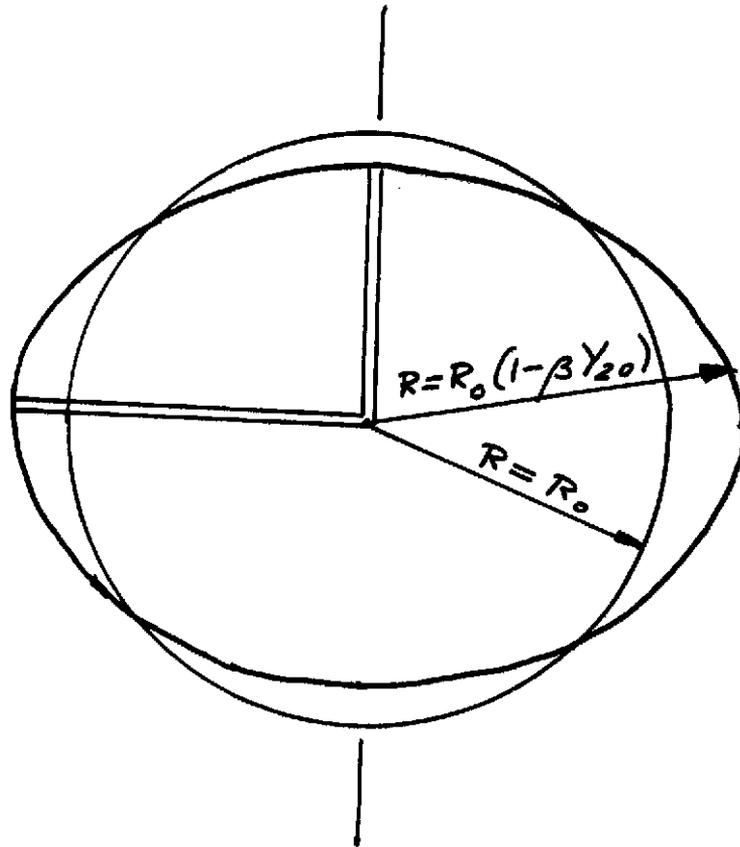
$$\beta_{\text{exp}} \approx 0.0036 \quad (5)$$

the difference following mainly from the Newton assumption of constant mass density of the Earth (cf. ref.<sup>2</sup>). Nevertheless, Newton's first estimate (4) seems to lie quite close to this value.

However, it is interesting to observe that when the nucleus rotates fast enough the oblate shape may become unstable at certain angular velocity  $\omega$  with respect to the triaxial and then very elongated shapes. This curious instability which is related to the breaking of axial symmetry was already known long ago to Jacobi (cf. ref.<sup>2</sup>) and has been widely discussed in astrophysics in connection with the equilibrium of rotating stars. Similar situation may occur in principle in a rotating nucleus. However, contrary to the rotating astronomical objects that are held together by the long-range gravitational forces, in the rotating nuclei we have to deal with the short-range attractive forces. They may show up in the form of a surface tension of a nuclear "liquid drop". The competition between the surface tension and the centrifugal stretching that acts in the nucleus at a very fast rotation may tend to produce a situation similar to that of the Jacobi instability. The hypothetical very elongated shapes of nuclei that may occur at very fast rotation are often called nuclear superdeformed states. Fig. 3 shows a schematical but very instructive estimate by Mottelson of the balance between surface and rotational energy of a rotating cylinder. In Fig. 3a a very flat cylinder rotates about its symmetry axis while in Fig. 3b a very elongated cylinder rotates about an axis perpendicular to its own symmetry axis. In both cases the sum of surface and rotational energy is minimized for fixed angular momentum  $I$  (and for fixed volume). Then, the asymptotic dependence of energy on  $I$  is examined. It is seen that in the final account the elongated shape must win over the oblate one since it accommodates better the energy. We can thus expect the Jacobi instability to play an important role in the physics of nucleus at high angular momentum.

The above argument was based on the assumption that the nuclear moment of inertia  $I$  is

## Earth deformation (Newton)



$$\beta = \frac{\sqrt{5\pi}}{3} \frac{\Omega^2 R}{g^M/R^2} = 0.00455 \quad (\text{uniform density})$$

$$\beta_{\text{exp}} = 0.00360$$

Figure 2

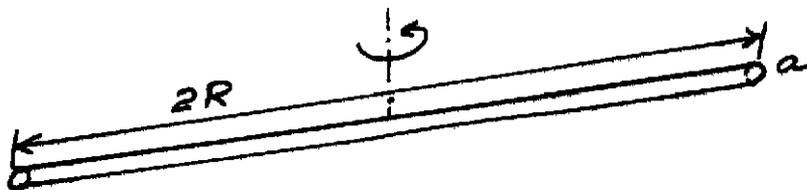
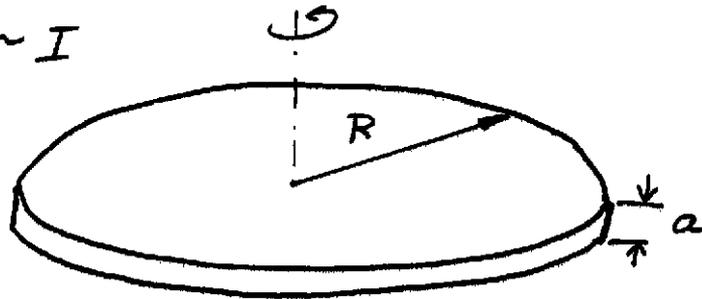
Mottelson estimate

(a)

$$E \sim R^2 + \xi \frac{I^2}{R^2}$$

$$0 = \frac{dE}{dR} = 2R - \xi \frac{2I^2}{R^3} \Rightarrow R \sim \sqrt{I}$$

$$E \sim I$$



(b)

$$V \sim a^2 R \Rightarrow S \sim a R \sim \sqrt{R}$$

$$E \sim \sqrt{R} + \eta \frac{I^2}{R^2}$$

$$0 = \frac{dE}{dR} \sim \frac{1}{2\sqrt{R}} - \eta \frac{2I^2}{R^3} \Rightarrow R \sim I^{4/5}$$

$$E \sim I^{2/5}$$

Figure 3

of the order of the rigid-body value corresponding to the actual nuclear size, deformation and density. This assumption seems to be reasonable in a more general situation and leads to a good description of nuclear rotation. It appears that in the domain of a fast nuclear rotation (when in particular, the nuclear superfluid correlations have disappeared; cf. Section 3 below) the assumption of a rigid-body moment of inertia offers a better description of nuclear motion than any other estimate for  $\mathfrak{J}$  (e.g. the estimate following from hydrodynamics of an ideal nonviscous fluid). The rigid-body estimate for the moment of inertia follows from the cranking model (see Section 2 below) for the system of independent particles in a deformed rotating nuclear potential.

In very heavy nuclei in addition to the surface energy  $E_{\text{surf}}(\beta, \gamma)$  and the rotational energy  $I^2 \hbar^2 / \{2\mathfrak{J}(\beta, \gamma)\}$  we have also to take into account the Coulomb energy (electrostatic repulsion of protons)  $E_{\text{Coul}}(\beta, \gamma)$  that obviously favours strongly deformed shapes leading eventually to nuclear fission. Let us consider for example potential-energy surfaces expressed in terms of two parameters, the fissionability parameter

$$x = \frac{E_{\text{Coul.}}(0,0)}{2 E_{\text{Surf}}(0,0)} = \frac{\frac{3}{5} \frac{e^2 Z^2}{r_0 A^{1/3}}}{2 \cdot b_{\text{Surf}} A^{2/3}} \approx \frac{1}{50} \frac{Z^2}{A} \quad (6)$$

and the rotation parameter

$$y = \left\{ \frac{(\hbar I)^2}{2\mathfrak{J}(0,0)} / E_{\text{Surf}}(0,0) \right\} = \frac{\frac{\hbar^2 I^2}{2 \cdot \frac{2}{5} A M R_0^2}}{b_{\text{Surf}} A^{2/3}} \approx 2 I^2 / A^{7/3} \quad (7)$$

In the above formulae the expressions for  $E_{\text{Coul}}(0,0)$ ,  $E_{\text{Surf}}(0,0)$  and  $\mathfrak{J}(0,0)$  correspond to spherical shape ( $\beta = \gamma = 0$ ). They have been calculated using  $b_{\text{Surf}} = 18$  MeV for nuclear radius

$$R_0 = r_0 A^{1/3} = 1.2 \text{ fm} \cdot A^{1/3} \quad (8)$$

and  $M$  denoting the nucleon mass.

The energy expansions of  $E_{\text{Surf}}$ ,  $E_{\text{Coul}}$  and  $\mathfrak{J}$  in terms of  $\beta$  and  $\gamma$  up to third order in powers of  $\beta$  have been suggested by Bohr and Mottelson<sup>3</sup>.

$$E_{\text{Surf}}(\beta, \gamma) = b_{\text{Surf}} A^{2/3} \left\{ 1 + \frac{\beta^2}{2\pi} - \frac{1}{21\pi} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta^3 \cos 3\gamma + \dots \right\} \quad (9)$$

$$E_{\text{Coul.}}(\beta, \gamma) = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left\{ 1 - \frac{\beta^2}{4\pi} - \frac{1}{21\pi} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta^3 \cos 3\gamma + \dots \right\} \quad (10)$$

$$E_{\text{rot}}(\beta, \gamma) = \frac{\hbar I^2}{2\mathfrak{J}(\beta, \gamma)} \quad (11)$$

$$\text{where } \mathfrak{J}(\beta, \gamma) = \frac{2}{5} M R_0^2 A \left\{ 1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos(\gamma + 120^\circ) \right\} \quad (12)$$

These expansions seem to be quite appropriate when nuclei are very heavy and the fissionability parameter  $x$  is close to unity. The sum of the three terms given above expresses the total relevant nuclear energy

$$\begin{aligned} E(\beta, \gamma) &= E_{\text{Surf}}(\beta, \gamma) + E_{\text{Coul}}(\beta, \gamma) + E_{\text{rot}}(\beta, \gamma) \\ &= \text{const} + b_{\text{Surf}} A^{2/3} \left\{ \frac{(1-x)}{2\pi} \beta^2 - \frac{1}{21\pi} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta^3 (\cos 3\gamma) (1+2x) \right. \\ &\quad \left. + y \left[ 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos(\gamma + 120^\circ) \right] \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

The equipotential energy surfaces are illustrated in Fig. 4. Fig. 4a illustrates what happens if the nucleus rotates slowly ( $y < y_{\text{crit}}$ ). The minimum occurs at  $\gamma = 60^\circ$  (oblate shape) while there is also a saddle point inside the  $\gamma$  plane. Fig. 4b illustrates the situation of a fast rotation ( $y > y_{\text{crit}}$ ). Here, the saddle point has moved to the oblate axis and there is no stability. Examination of formula (13) leads to the conclusion that

$$y_{\text{crit}} = \frac{21}{5} \frac{(1-x)^2}{1+2x} \quad (14)$$

which is equivalent to

$$I = \left\{ \frac{84}{25} b_{\text{Surf}} \frac{M r_0^2}{h^2} A^{7/3} \frac{(1-x)^2}{1+2x} \right\}^{1/2} = 1.4 A^{7/6} \frac{1-x}{\sqrt{1+2x}} \quad (15)$$

This estimate which is valid only for  $(1-x) \ll 1$  may be used as a very crude estimate for the critical angular momentum at which the heavy nucleus goes to fission.

Finally, Figs. 5 and 6 illustrate the results of a more realistic description by Cohen, Plasil and Swiatecki<sup>4</sup> based on a concept of a rotating liquid drop of nuclear matter. Fig. 5 illustrates the region of existing rotating nuclei with respect to various types of instabilities. Fig. 6 gives the estimate for the maximum angular momentum that can be accommodated in the nucleus.

## 2. Quantal orbits in a rotating nucleus.

A procedure that describes successfully the dynamical coupling between nuclear rotation as a whole and its intrinsic degrees of freedom has been formulated and developed<sup>5,6</sup> under the name of cranking model. This procedure turns out to account properly for the calculation of the nuclear moments of inertia and provides most probably an adequate description of nuclear behaviour at high angular momenta. Unfortunately the cranking model procedure does not provide

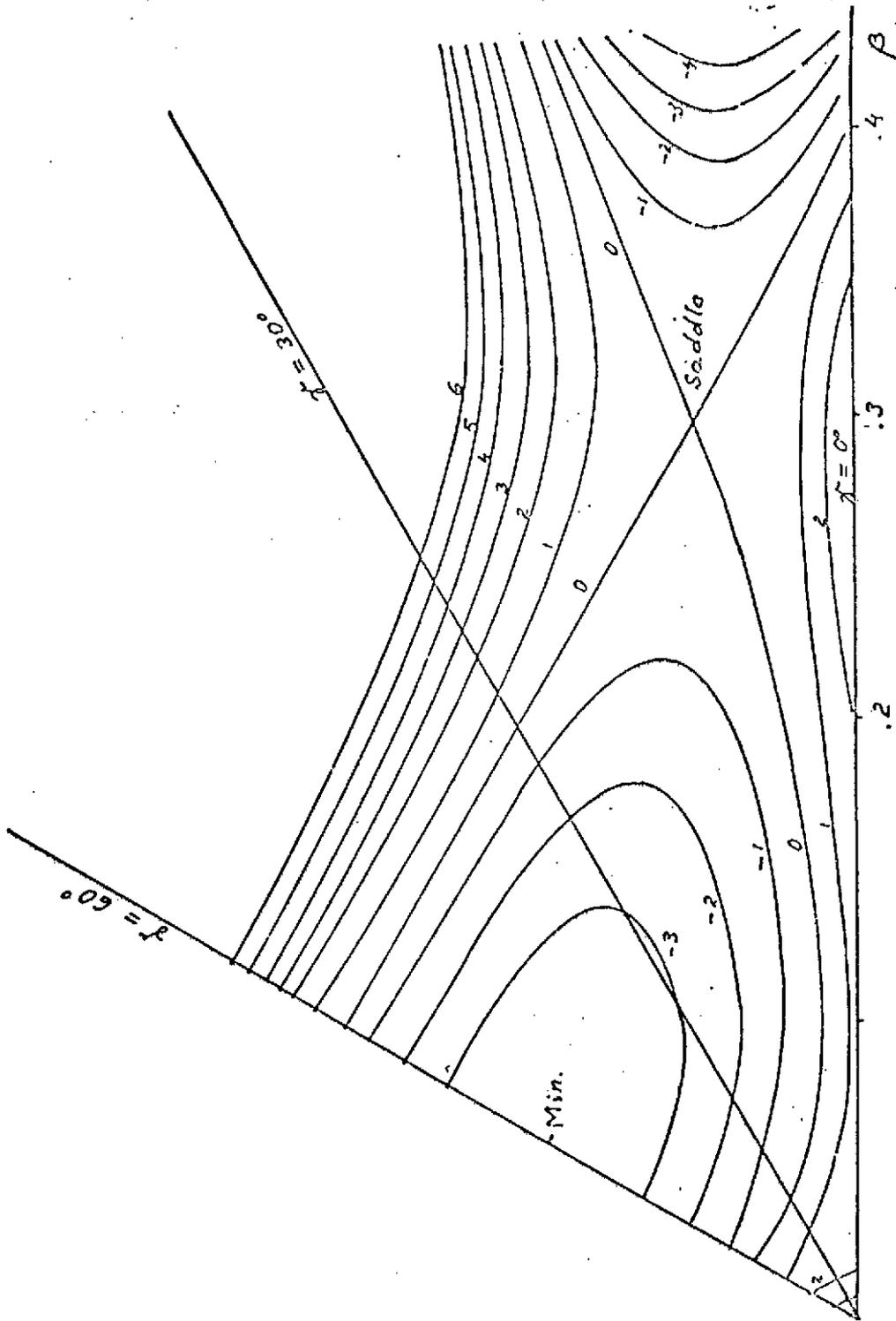


Figure 4a.

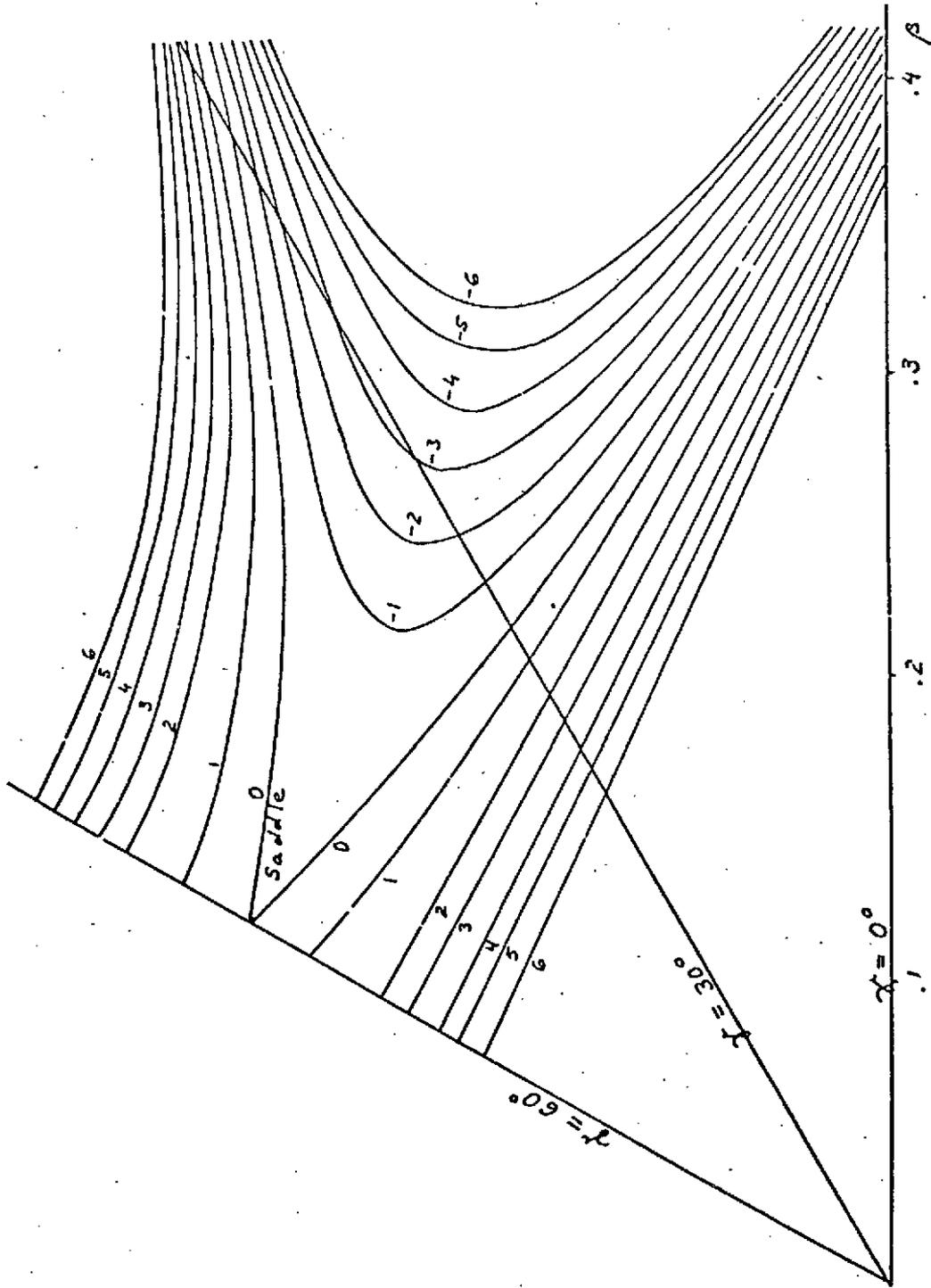


Figure 4b

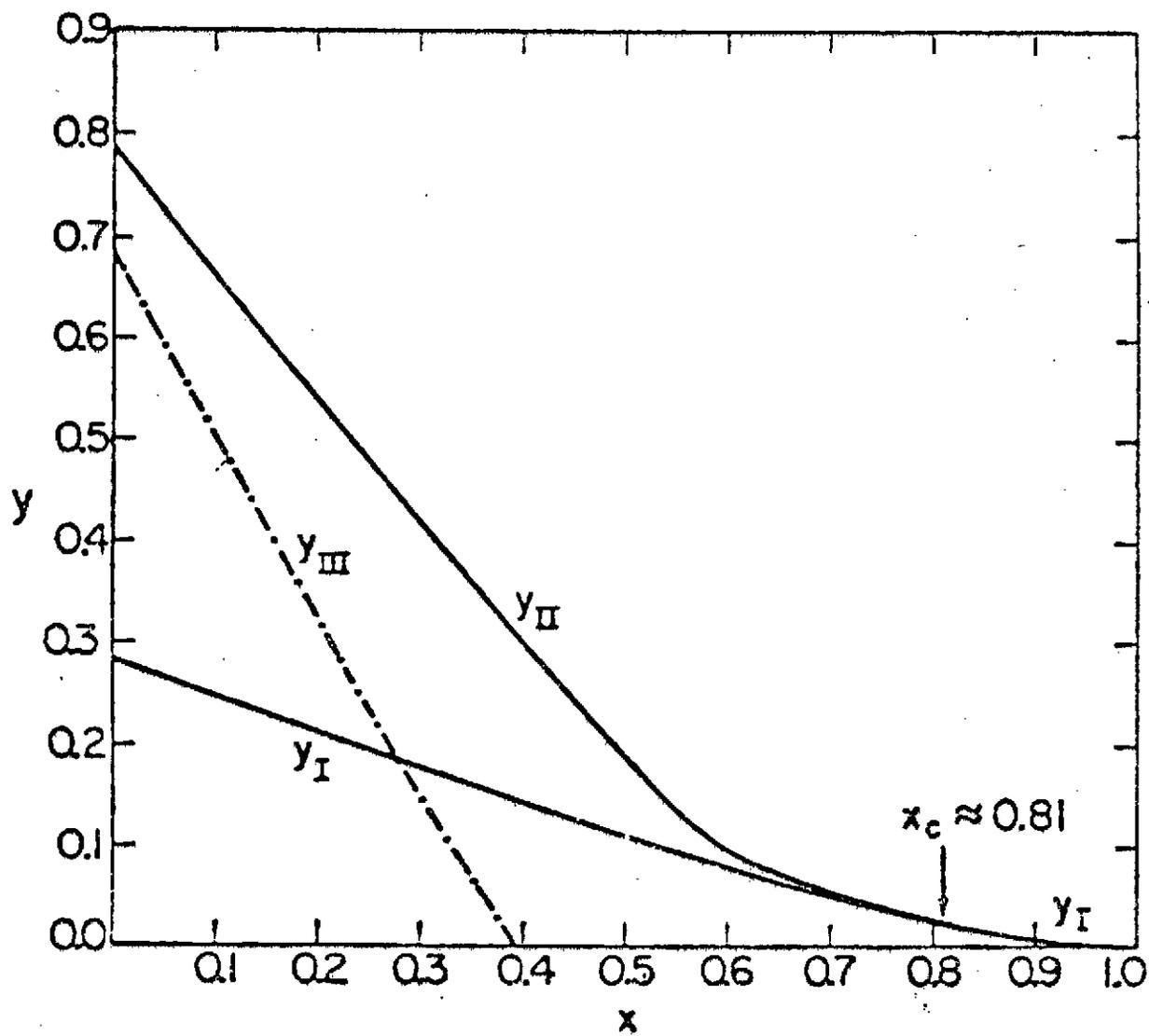


Figure 5

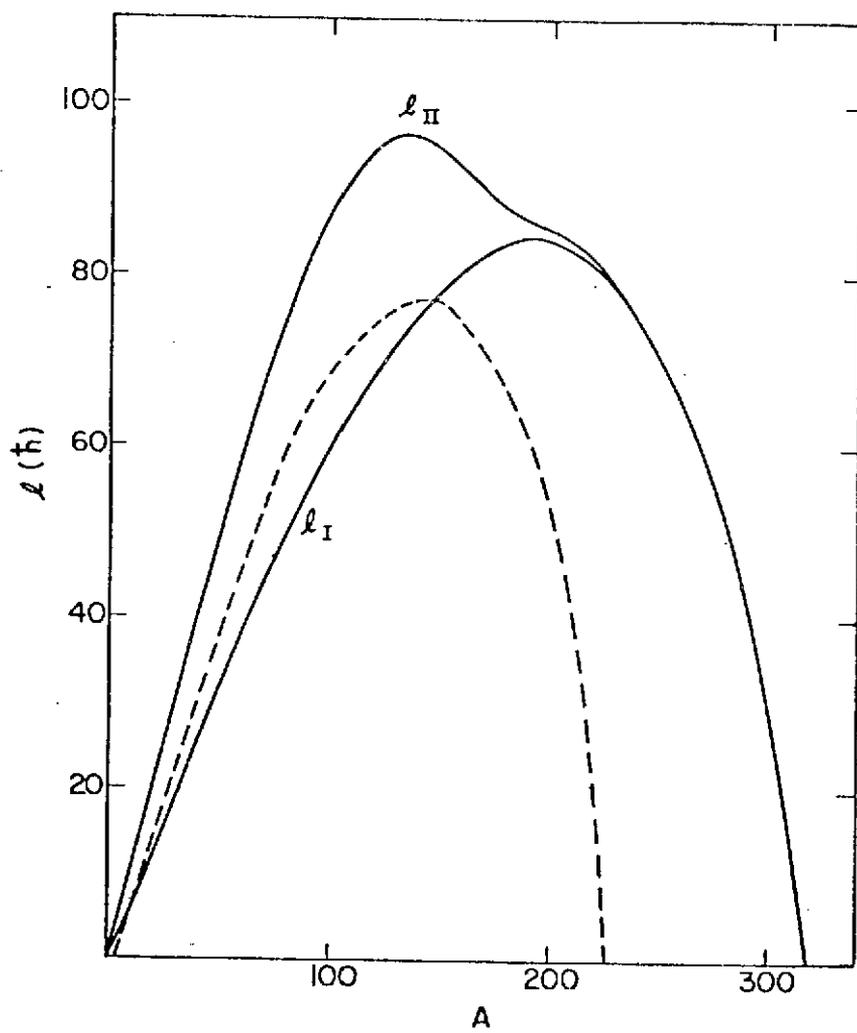


Figure 6

a derivation of the rigorous solutions in the many-body problem corresponding to nuclear rotation. We shall see that the procedure is based on a concept of an imposed rotation of the nuclear potential that is a pure classical motion. Moreover, the solutions to the corresponding cranking model Hamiltonian are not eigenfunctions of angular momentum. Finally, the rotation of a nuclear potential is imposed about an axis that is fixed in space. Thus the cranking model is not able to describe a wobbling motion of the nucleus that often accompanies the rotation. Fortunately, this last drawback of the method seems to play a minor role in the case of a fast rotation ( $I \gg 1$ ) where the wobbling correction behaves as  $1/I$ . In spite of all the above negative aspects of the cranking model it has been widely employed as the only method that has proved up to now to describe successfully the fast nuclear rotation.

General idea of the cranking model consists on solving the Schrödinger equation for a particle moving in an externally rotated deformed nuclear potential that is rotated with a constant angular velocity  $\omega$  about an axis fixed in space. The resulting equation is of the form

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H^\omega \psi \quad (16)$$

where

$$H^\omega = H - \hbar \omega J_x \quad (17)$$

is called a cranking Hamiltonian (or, a Routhian) while  $H$  is the original Hamiltonian that describes the system without rotation. It may be shown that  $H^\omega$  may be also understood as a Hamiltonian in the rotating frame of reference. The additional term  $-\hbar \omega J_x$  appearing in  $H^\omega$  ( $J_x$  is the component on a total angular momentum vector on a rotation axis) takes care of both the centrifugal and Coriolis term known from classical mechanics to act in the rotating system. If we have a nucleonic orbit of angular momentum  $\vec{J}$  in the rotating frame of reference then the Coriolis force attempts to align the "intrinsic" angular momentum  $\vec{J}$  with the axis of rotation.

Another derivation of the cranking model can be given that is based on a variational principle. We simply want to minimize the energy

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle \quad (18)$$

with the subsidiary condition of fixed angular momentum

$$I = \langle \psi | J_x | \psi \rangle \quad (19)$$

Here, again the total angular momentum  $I$  is identified with its projection on the symmetry axis. Using the method of Lagrange multipliers we have to minimize the auxiliary functional

$$E^\mu = \langle \psi | H | \psi \rangle - \mu \langle \psi | J_x | \psi \rangle \quad (20)$$

which is then reduced to the minimisation of the auxiliary Hamiltonian

$$H^\mu = H - \mu J_x \quad (21)$$

The Lagrange multiplier  $\mu$  is then to be determined from eq. (19) after minimisation. One can now show that the Lagrange multiplier  $\mu$  is proportional to the angular velocity of rotation  $\omega$  ( $\mu = \kappa \omega$ ). Indeed differentiating the energy  $E$  with respect to  $I$  (which then defines  $\omega$ ) we obtain

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dI} &= \frac{d}{dI} \langle \psi | H | \psi \rangle = \frac{d\mu}{dI} \frac{d}{d\mu} \langle \psi | H | \psi \rangle = \\ &= \frac{d\mu}{dI} \left\{ \left( \frac{d}{d\mu} \langle \psi | H^\mu | \psi \rangle + \frac{d}{d\mu} (\mu \langle \psi | J_x | \psi \rangle) \right) \right\} \\ &= \frac{d\mu}{dI} \left\{ \left( \frac{d}{d\mu} \langle \psi | \right) H | \psi \rangle + \langle \psi | H \left( \frac{d}{d\mu} | \psi \rangle \right) + \right. \\ &\left. + \langle \psi | \frac{d H^\mu}{d\mu} | \psi \rangle + \langle \psi | J_x | \psi \rangle + \mu \frac{d}{d\mu} \langle \psi | J_x | \psi \rangle \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

Since  $|\psi\rangle$  minimizes  $H^\mu$  we have

$$H^\mu | \psi \rangle = E^\mu | \psi \rangle \quad (23)$$

thus the first two terms in the bracket in (22) vanish

$$\left( \frac{d}{d\mu} \langle \psi | \right) H^\mu | \psi \rangle + \langle \psi | H^\mu \left( \frac{d}{d\mu} | \psi \rangle \right) = E^\mu \frac{d}{d\mu} \langle \psi | \psi \rangle = 0 \quad (24)$$

Moreover

$$\frac{d H^\mu}{d \mu} = - J_x \quad (25)$$

Hence the other two terms in eq. (22) cancel each other. We have finally :

$$\frac{dE}{dI} = \mu \quad (26)$$

However,  $\omega$  can be regarded as a variable conjugate canonically to angular momentum  $\kappa I$ . Hence finally

$$\omega = \frac{d E}{d(\kappa I)} = \frac{\mu}{\kappa} \quad (27)$$

and the two derivations of the cranking model coincide.

It follows from the above considerations that the cranking model procedure can be regarded as a quantal calculation in which the cranking Hamiltonian  $H^\omega$  (the Routhian) is used as to generate the eigenfunctions  $|\psi\rangle$  while the original Hamiltonian  $H$  as the true energy operator.

The transformation from  $H$  to  $H^\omega$  with the simultaneous change of variables from  $I$  to  $\omega$  is of the type of a contact transformation. Table 1 illustrates the conjugate relations between angular momentum  $I$  and angular velocity of rotation  $\omega$ .

Table I  
CONJUGATE RELATIONS

$$H^\omega = H - \hbar \omega J_x$$

$$H^\omega |\psi\rangle = E^\omega |\psi\rangle$$

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle$$

(E - total energy;  $E^\omega$  - total Routhian)

$$I = \langle \psi | J_x | \psi \rangle$$

$$\frac{dE^\omega}{d(\hbar\omega)} = -I$$

single-particle version :

$$h^\omega = h - \hbar \omega j_x$$

$$h^\omega |\phi_\nu\rangle = e_\nu^\omega |\phi_\nu\rangle$$

$$e_\nu = \langle \phi_\nu | h | \phi_\nu \rangle$$

( $e_\nu$  - s.p. energy;  $e_\nu^\omega$  - s.p. Routhian)

$$i_\nu = \langle j_x \rangle_{\nu\nu} = \langle \phi_\nu | j_x | \phi_\nu \rangle$$

$$\frac{d e_\nu^\omega}{d \omega} = -(j_x)_{\nu\nu} = -i \quad (\text{alignment in the orbit } \nu)$$

Table II  
SIGNATURE QUANTUM NUMBER

signature $r_1 = e^{-i\pi\alpha}$	signature exponent $\alpha$	angular momentum $I = \alpha \pmod{2}$	number of particles $A = 2\alpha \pmod{2}$
+1	0	0, 2, 4, ...	even
-1	1	1, 3, 5, ...	even
-i	1/2	1/2, 5/2, 9/2, ...	odd
+i	-1/2	3/2, 7/2, 11/2, ...	odd

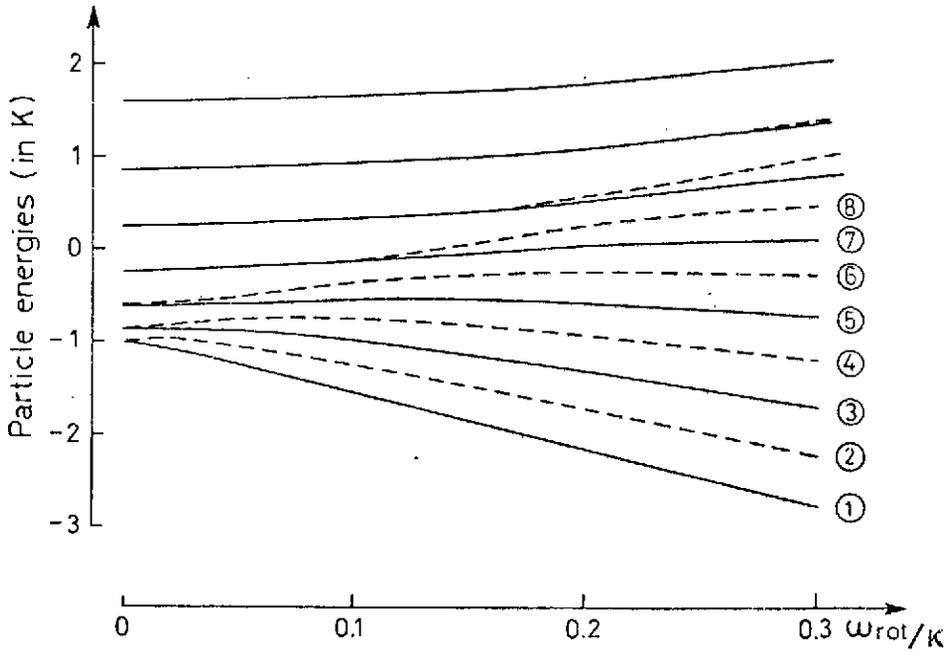
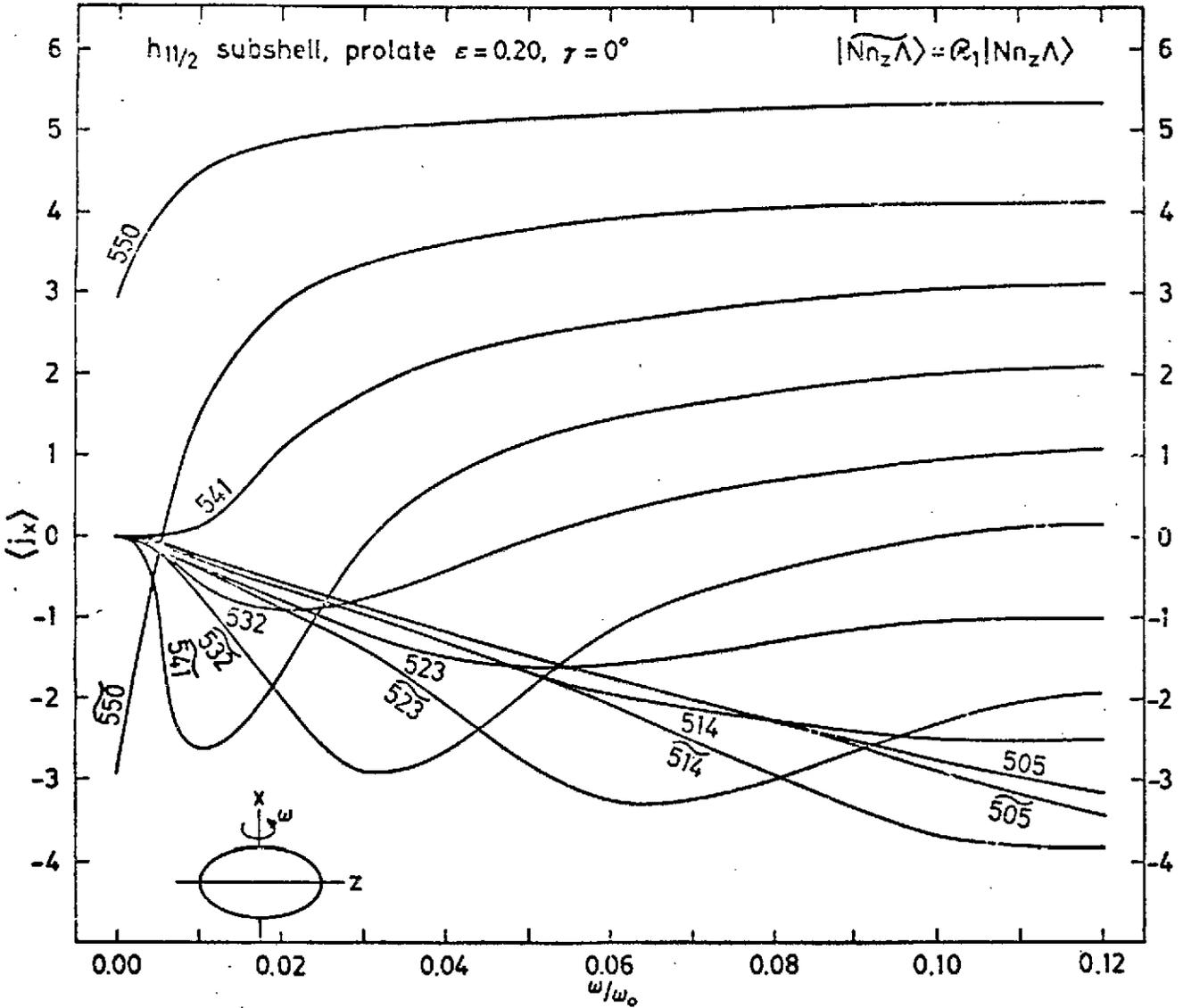


Figure 7



Figure 8



Before going to a detailed discussion of the single-particle orbits in a rotating nucleus let us still discuss the symmetry properties of the cranking Hamiltonian. In absence of the negative-multipolarity deformations (such as e.g. the octupole deformations determined by parameters  $\beta_{3\mu}$ ) the original Hamiltonian  $H$  is symmetric with respect to the three rotations  $R_1$ ,  $R_2$  and  $R_3$ , each through an angle  $180^\circ$  about any of the three intrinsic axes  $x'$ ,  $y'$  and  $z'$  :

$$R_{\mathcal{X}} = e^{-i \pi J_{\mathcal{X}}} \quad (28)$$

with  $\mathcal{X} = x', y'$  or  $z'$ . In the case of  $\omega \neq 0$  (rotating nucleus; we usually assume that  $x'$  is the axis of rotation) the two operators  $R_y$  and  $R_z$ , are not any more the symmetries of the cranking Hamiltonian  $H^\omega$ . The only symmetry that remains valid is  $R_x$ . The (complex) eigenvalues of  $R_x$ , define a symmetry quantum number called signature. In the case of independent particles the total signature operator  $R_x$ , turns out to be a product of the individual single-particle signatures

$$R_x = \prod_{\nu} (r_1)_{\nu} \quad (29)$$

in all occupied orbits. The signature  $R_1$  which is an eigenvalue of  $R_x$ , can be expressed in terms of the signature exponent  $\alpha$  as

$$R_1 = e^{-i \pi \alpha} \quad (30)$$

where according to eq. (28)

$$I = \alpha \text{ mod } 2 \quad (31)$$

Table 2 summarizes the resulting values of angular momenta  $I$  for a given signature. Fig. 7 and 8 (taken from Refs. <sup>7</sup> and <sup>1</sup>) present the single-particle Routhians  $e_{\nu}^{\omega}$  and alignments  $i_{\nu} = (j_x)_{\nu}$  as functions of  $\omega$  for the  $j = 13/2$  and  $j = 11/2$  configurations, respectively. The plots correspond to certain deformation  $\beta$  that defines the original splitting of the multiplet at  $\omega = 0$ . We can see that the  $\Omega = 1/2$  levels are aligned most easily (i.e. occur already for low values of  $\omega$ ).

It is interesting to examine the potential energy surfaces and their minima which determine the nuclear behaviour at various fixed values of angular momentum. For this purpose, one has to calculate the total energy  $E$  calculated by methods described above for fixed values of  $I$  at the mesh points in the deformation plane. The results (including also the Strutinsky renormalisation) are given in Fig. 9 (taken from ref. <sup>1</sup>) for the nucleus  $^{160}\text{Yb}$ . Four following regimes of nuclear motion can be distinguished in this nucleus

1) A prolate shape of the nucleus at low angular momenta with collective rotation about an axis perpendicular to the nuclear symmetry axis. The nucleus in this region is in its superfluid phase. We shall discuss the relevant phenomena in Section 3 of the present review

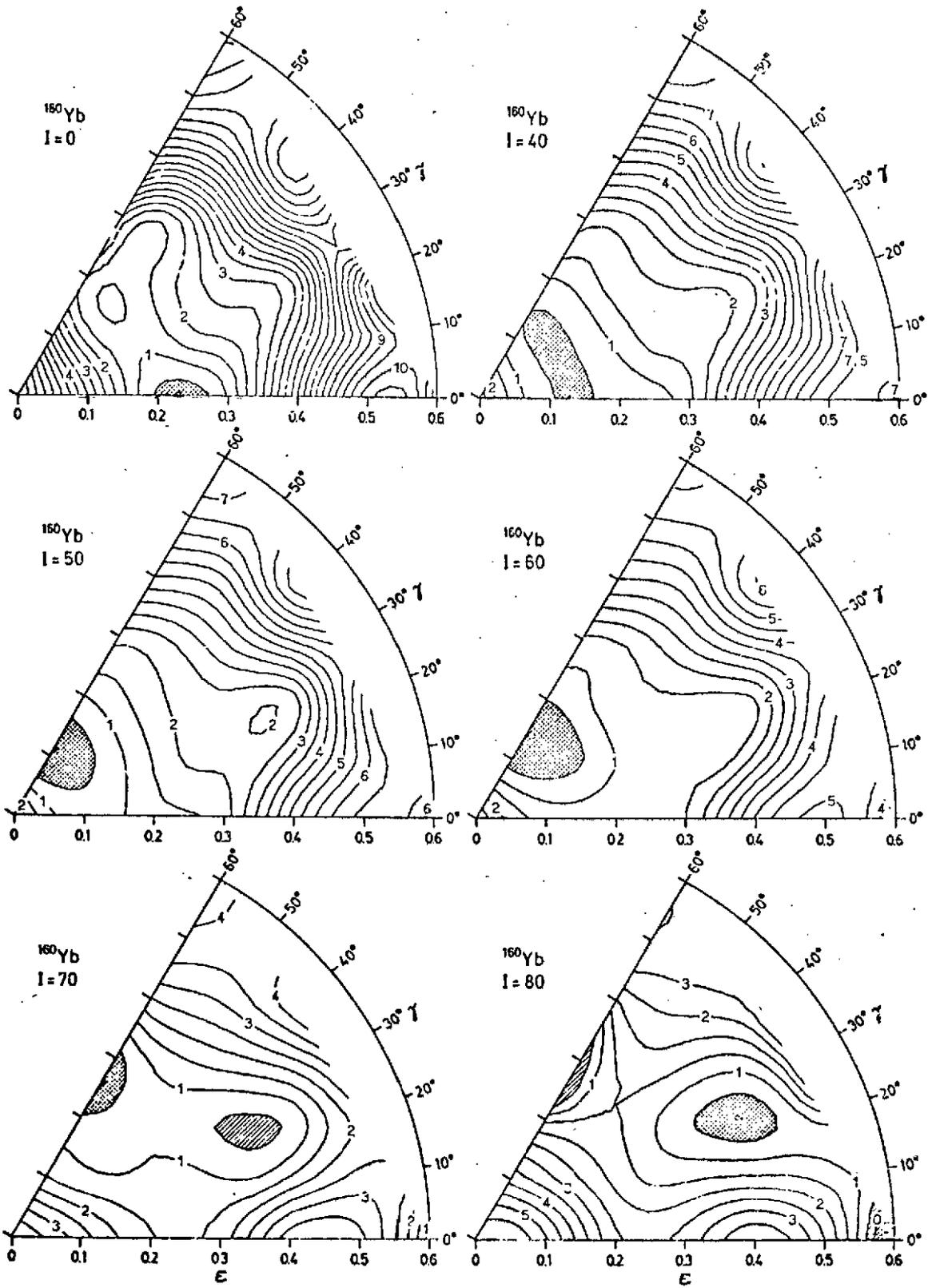


Figure 9

report.

2) A triaxial regime induced by the Coriolis and centrifugal forces which tend to align nuclear orbits with the axis of rotation and to change the shape from prolate to oblate. The superfluid correlations are probably vanishing in this region.

3) An oblate shape axially symmetric with respect to the rotation axis. Further discussion of this interesting region will be given in Section 4 of the present paper.

4) Finally a (superdeformed) triaxial and / or very elongated shape of the nucleus that occurs above the Jacobi instability point. The high-spin limit of this regime is most probably determined by nuclear fission induced by the fast rotation.

The above picture with four regimes of motion for  $^{160}\text{Yb}$  can be of course altered for some other nuclei depending on their original deformation at  $I = 0$  and on other nuclear parameters. Nevertheless, we may expect that fast rotation induces substantial changes of nuclear structure and many exotic effects may possibly show their presence.

Fig. 10 a, b (taken from ref.<sup>8</sup>) illustrates the search for the superdeformation that may be favoured by the existence of special shell effects. One can see that nuclides around  $Z = 66$  and  $N = 86$  may be good candidates for this search.

### 3. High-spin rotational bands in deformed nuclei.

In order to describe collective nuclear motion at the high (but not very high)-spin region for  $I$ , say, up to 30 in nuclei that are originally already deformed at  $I = 0$  we have to include nuclear superfluid correlations in addition to the picture presented so far. The characteristics of nuclear superfluid correlations induced by the short-range attractive pairing force are fairly well known. They lead to the existence of the pairing gap  $\Delta$  in the spectrum and the elementary excitations are of the quasiparticle type. In the simplest version of the calculation the quasiparticle energy is given by

$$E_{\nu} = \sqrt{(e_{\nu} - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad (32)$$

where  $e_{\nu} - \lambda$  denotes the single particle energy calculated relative to the Fermi energy  $\lambda$  in a given nucleus. When we want to generate wavefunctions in a rotating nucleus we have to replace the Hamiltonian  $H$  by the Routhian  $H^{\omega}$ . It turns out that the relation (32) is not valid anymore (unless  $\omega = 0$ ) and the quasiparticle energies have to be formed from a more complicated system of matrix equations including the pairing field.

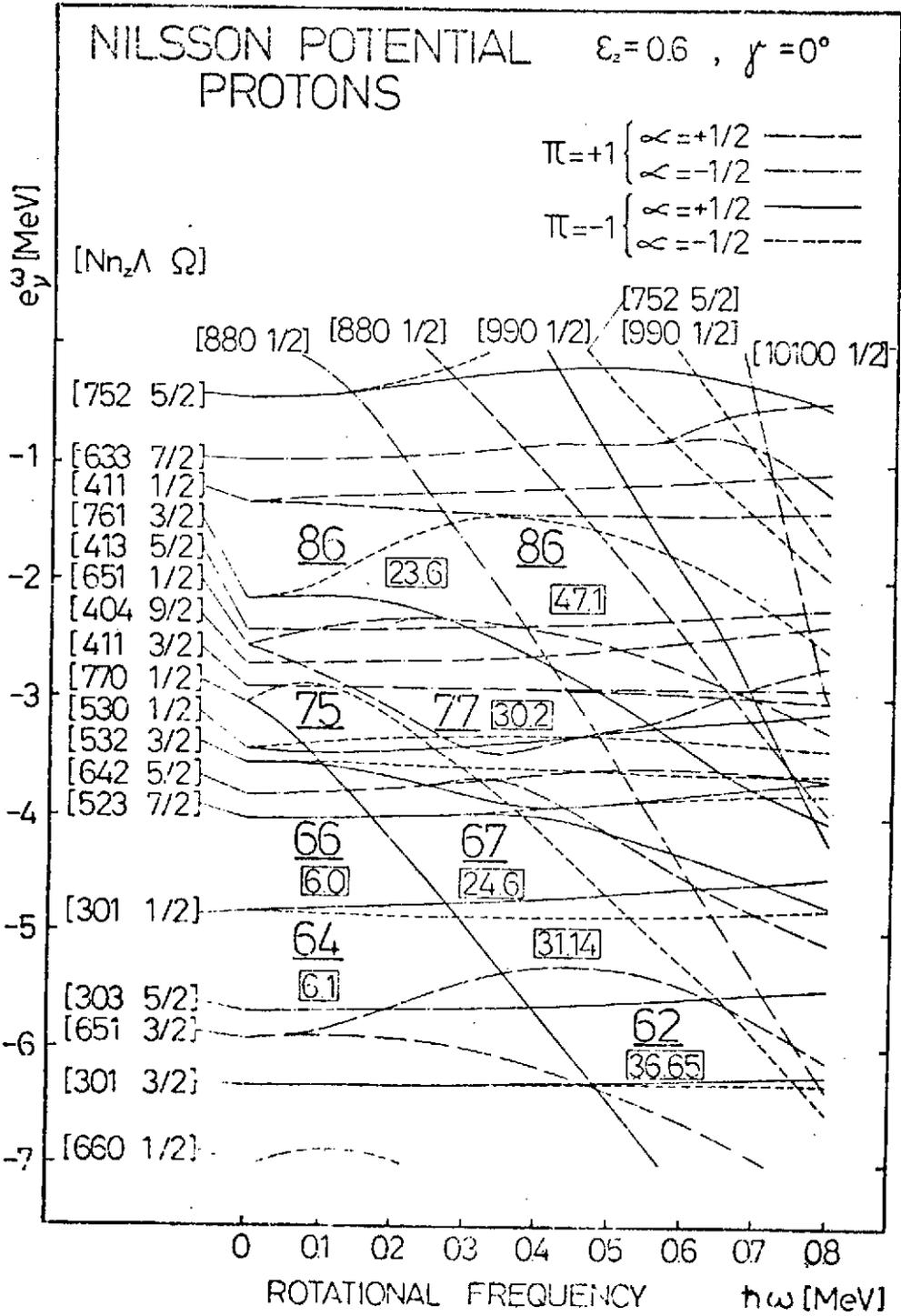


Figure 10a

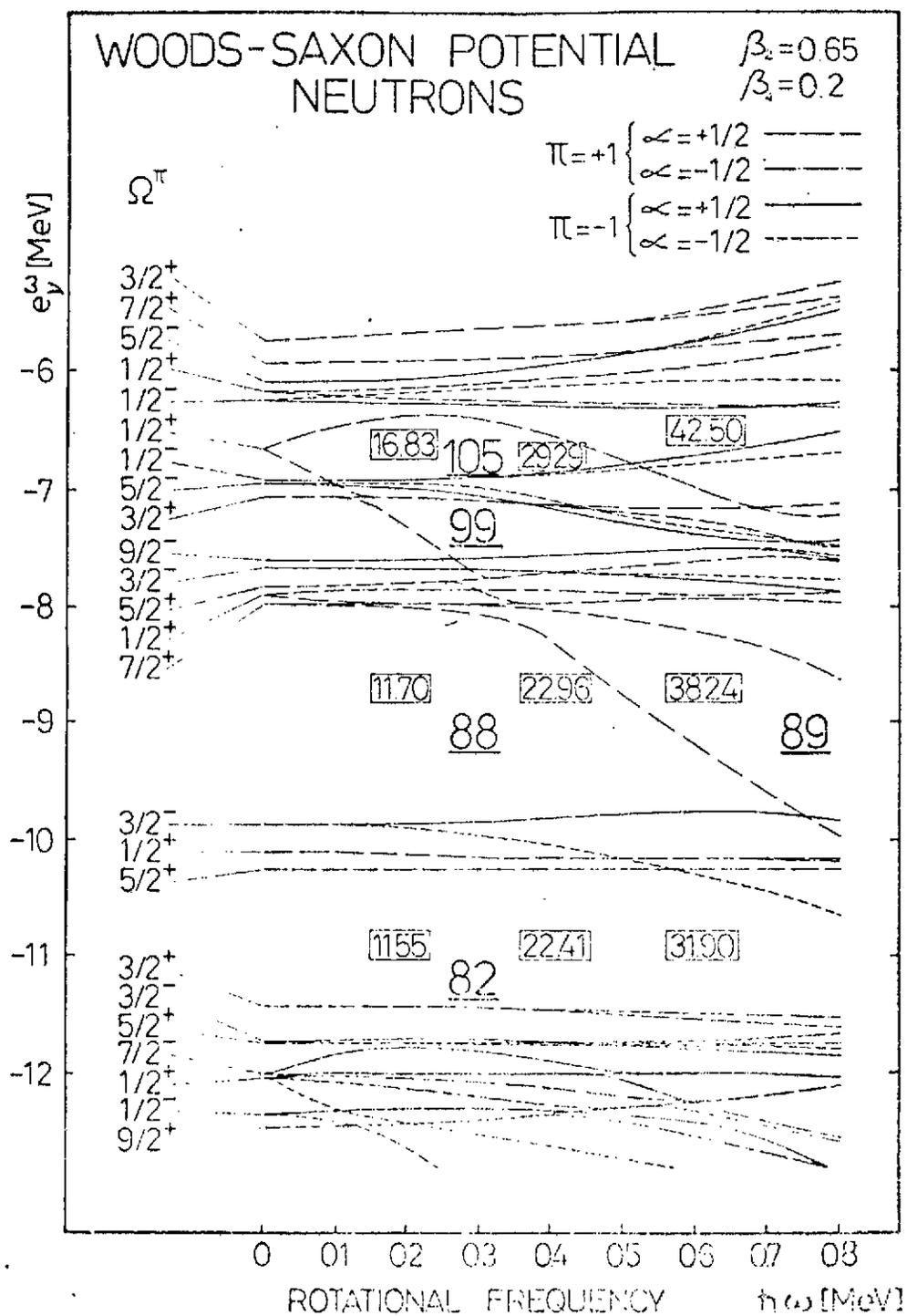


Figure 10b

$$\begin{pmatrix} v^\omega & \Delta \\ -\Delta^* & -v^{\omega*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \mathcal{E}_i \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} \quad (33)$$

(numerous original references to these equations can be found for example in refs.9, 10 or 11) where  $v^\omega$  denotes a selfconsistent Hartree-Fock Hamiltonian (taken in a rotating frame of reference and relative to the Fermi energy multiplied by the number of particles) while  $\Delta$  is a pairing gap in a rotating system. These equations when treated fully selfconsistent are called Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) equations. When the selfconsistency is not fully taken into account (i.e. when the potential appearing in  $v^\omega$  and the pair field  $\Delta$  are not calculated from the original two-body force but instead assumed ad hoc) it would be perhaps more modest to call them the independent quasiparticle equations in a rotating nuclear field. The solution of these equations for the eigenvalues  $\mathcal{E}_i$  enable to plot them as functions of angular velocity  $\omega$ . In this way the widely used plots of Bengtsson and Frauendorf are obtained<sup>12</sup>.

In fact, equations (33) contain twice as many solutions relative to the number of the physical degrees of freedom. In the absence of rotation ( $\omega = 0$ ) it is easy to distinguish between the physical solutions (32) and the unphysical ones ( $\mathcal{E}_v = -\sqrt{(e_v - \lambda)^2 + \Delta^2}$ ). In the region of  $\omega \neq 0$  some of the solutions originally positive become negative and vice versa. We may call "physical" those solutions  $\mathcal{E}_i(\omega)$  that can be continuously connected to the positive solutions at  $\omega = 0$ . Fig. 11 illustrates the Bengtsson-Frauendorf plot for the nucleus  $^{160}\text{Yb}$  (from ref. 13). One of the most striking features of this plot is the rapid change of the directions in the lowest two curves at around  $\omega = 0.22 \text{ MeV}/\hbar$ . According to the equation

$$\frac{d \mathcal{E}_v^\omega}{d(\hbar\omega)} = -i \quad (\text{cf. Table 2})$$

this corresponds to the rapid negative change in  $i$  (i.e. alignment of angular momentum  $I$ ) proportional to the change in slope. However, the levels denoted A.B. represented by two lower curves correspond to the two quasiparticle excitation. Consequently, these two unphysical levels (not shown in the figure) represent a positive change in  $i$ , i.e. the rapid increase in angular momentum. In fact, this change (which is also accompanied by some negative jumps in angular velocity  $\omega$ ) corresponds to a crossing of two bands and the relevant rearrangement in the quasiparticle vacuum. This is then the explanation of the back-bending effect discovered experimentally by Johansson, Ryde and Hjorth in 1970 in Stockholm<sup>14</sup>. It is now understood as a crossing of a lowest two-quasiparticle band (called Stockholm band) with the ground-state rotational band. Fig. 12 illustrates the double backbending plot (moment of inertia  $\mathcal{J}$  vs.  $(\hbar\omega)^2$ ) in  $^{156}\text{Er}$ <sup>15</sup> while Fig. 13 - the prediction for nuclei  $^{237}\text{Np}$  and  $^{224}\text{Th}$ <sup>16</sup>. Generally

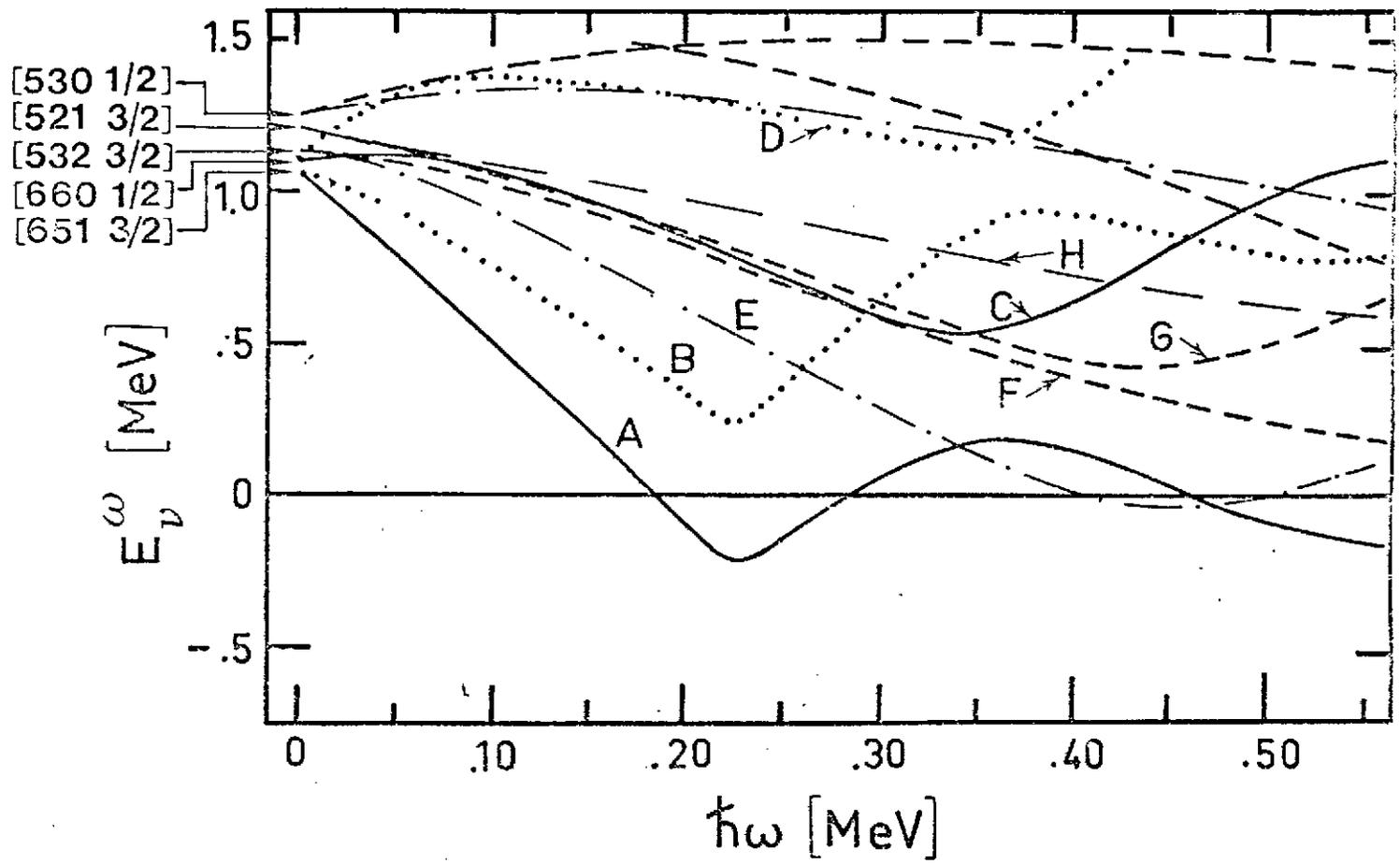
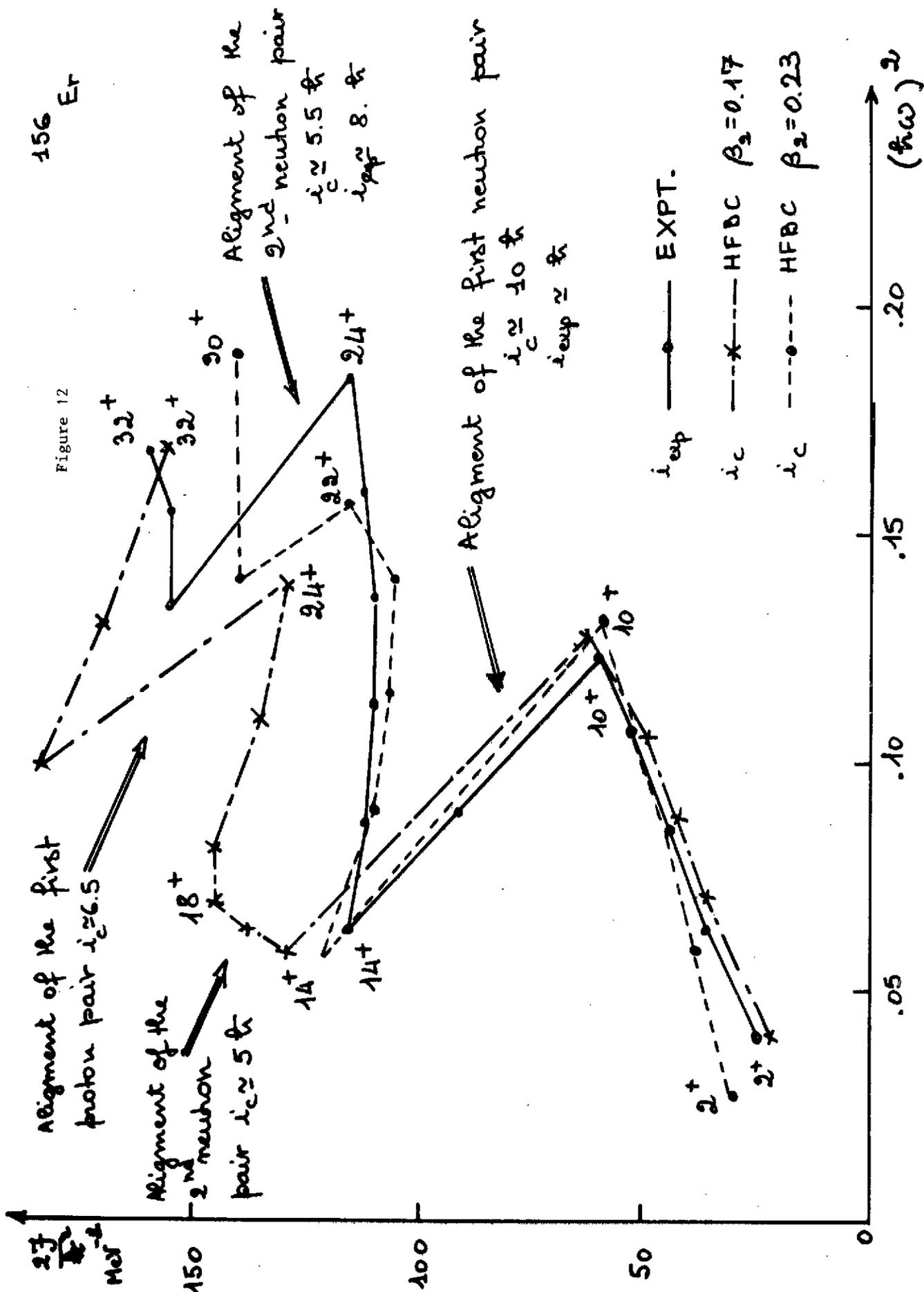


Figure 11

156 Er

Figure 12



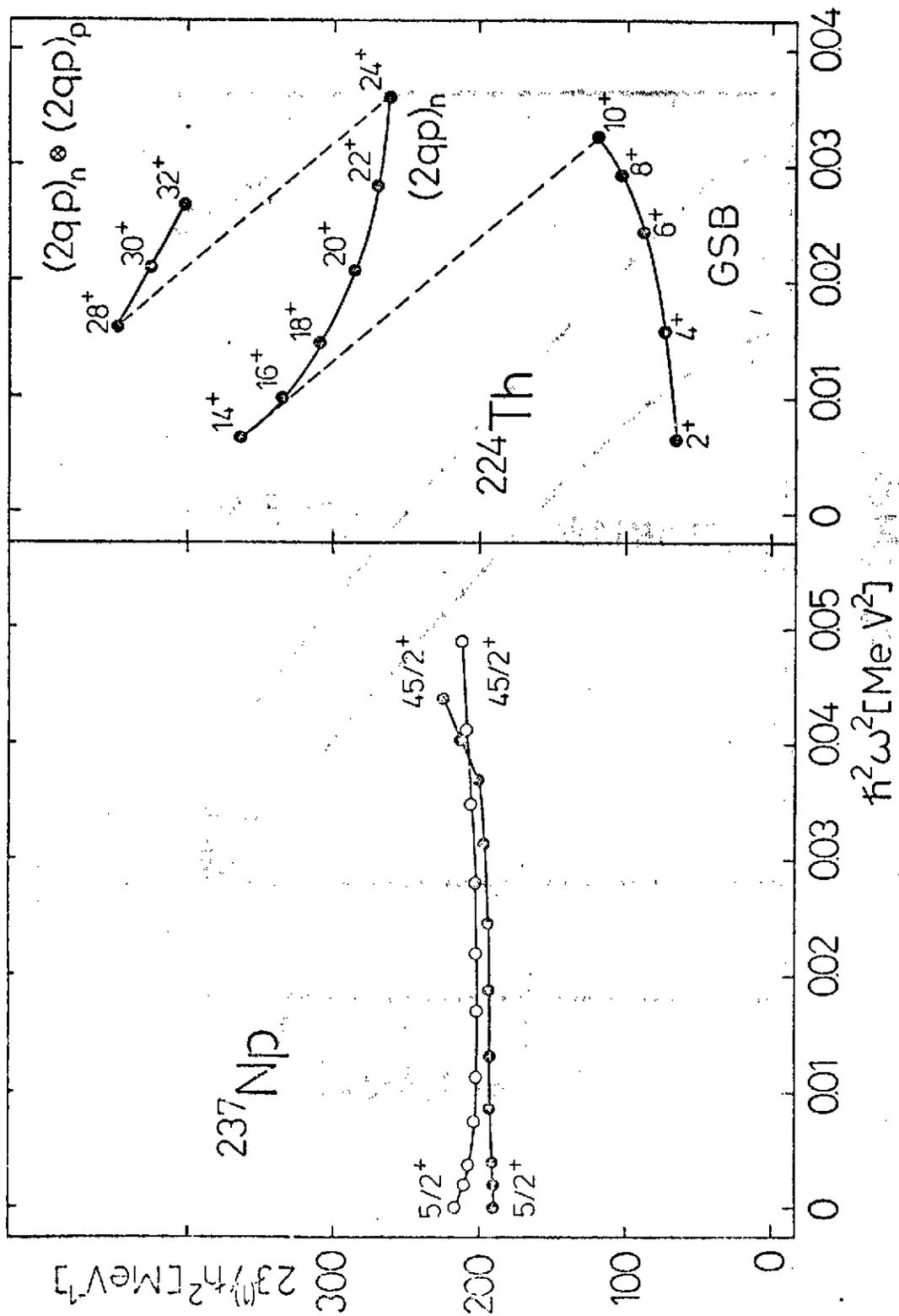


Figure 13

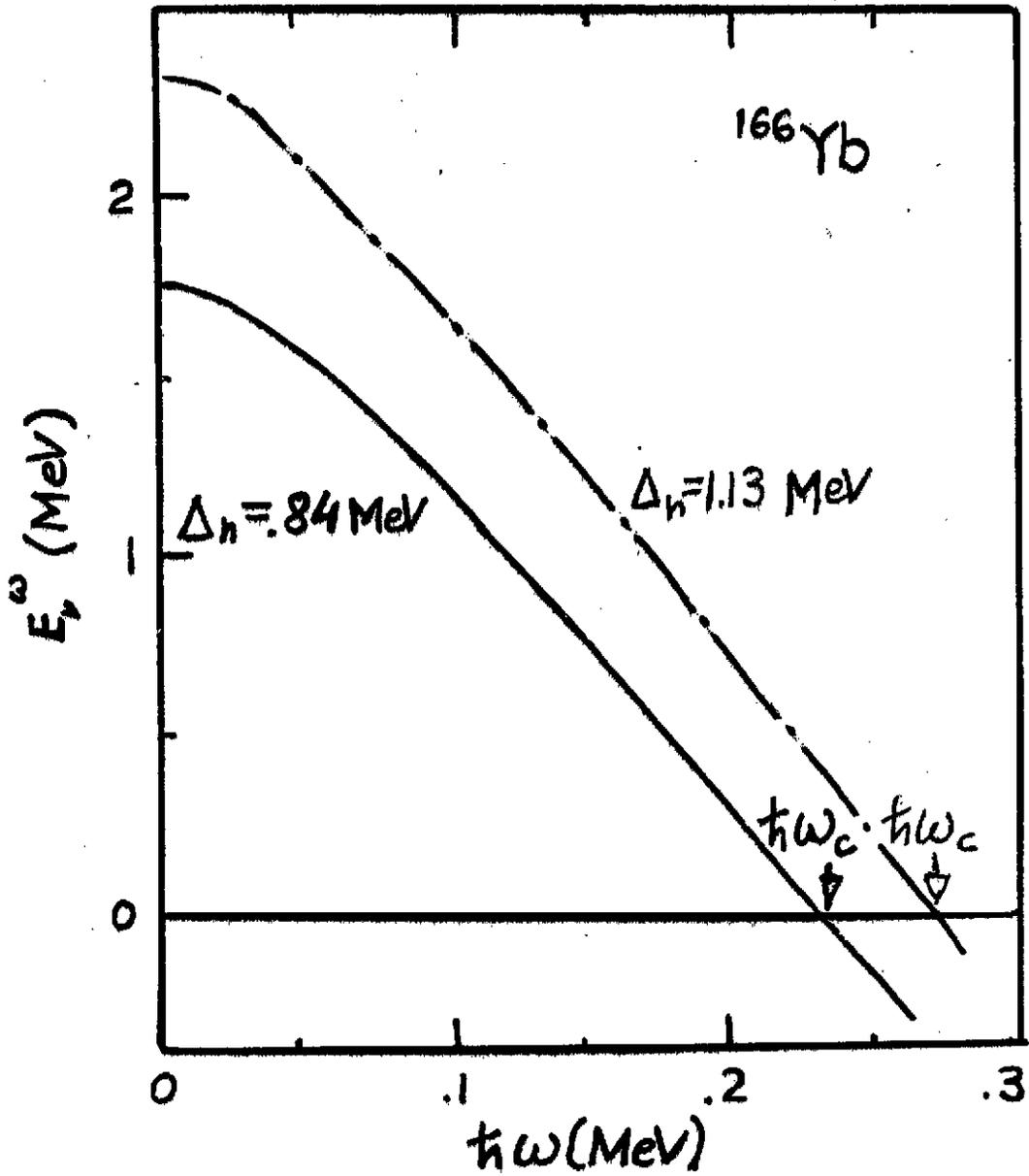


Figure 14

we do not expect much of the back-bending behaviour in Actinide nuclei (except for some special cases). The exotic nucleus  $^{224}\text{Th}$ , for example, should exhibit a very strong double back-bending as predicted by the theory <sup>16</sup>.

Fig. 14 shows schematically the dependence of the crossing frequency  $\omega^*$  on the pairing force strength (and thus on energy gap  $\Delta$ ). This figure could be taken as the basis of the discovery by Garrett et al. <sup>17</sup> that the crossing frequency  $\omega^*$  is generally lower in odd-A nuclei as compared to the even-even ones. Few important exceptions from this rule (illustrated on Fig. 15, <sup>18</sup>) concerning the oblate orbits may be an indication of an existence of a new component in the nucleon-nucleon force (e.g. quadrupole - pairing) that causes different sensitivity of some orbits with respect to the pair field  $\Delta$  <sup>18</sup>. Fig. 16 illustrates the dependence of angular momentum  $I$  on the angular velocity  $\omega$  found experimentally <sup>19</sup> in  $^{168}\text{Hf}$ . A remarkable fact in this picture is a linear dependence of  $I$  on  $\omega$  in a rather large interval of  $I$  (say, from  $I = 18$  to  $I = 34$ !). Moreover, the straight line can be seen to go through the origin of the coordinate system. Before analysing the implications of this remarkably simple linear dependence let us first discuss the possible definitions of nuclear moments of inertia <sup>20</sup>. We can define  $\mathfrak{J}$  as the ratio of angular momentum  $I$  to angular velocity  $\omega$ . The resulting moment of inertia

$$\mathfrak{J}^{(1)} = \frac{\hbar}{2} \left( \frac{dE}{dI^2} \right)^{-1} = \hbar \frac{I}{\omega} \quad (34)$$

("kinematical" moment of inertia) is labelled with superscript (1) since it involves a first-order derivative of energy  $E$  with respect to  $I^2$ . The other possible quantity ("dynamical" moment of inertia) may be related to the curvature in the yrast line :

$$\mathfrak{J}^{(2)} = \hbar^2 \left( \frac{d^2E}{dI^2} \right)^{-1} = \hbar \frac{dI}{d\omega} \quad (35)$$

It involves a second-order derivative of energy  $E$  with respect to angular momentum  $I$ . Now, the two moments are related by the relation :

$$\mathfrak{J}^{(2)} = \mathfrak{J}^{(1)} + \omega \frac{d\mathfrak{J}^{(1)}}{d\omega} \quad (36)$$

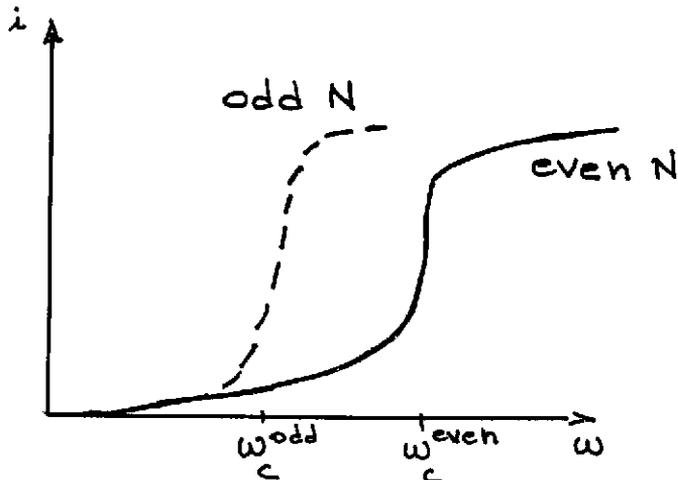
Now, let us come back to Fig. 16. The long linear part in the curve of  $I$  vs  $\omega$  going through the origin means that

$$\mathfrak{J}^{(1)} = \mathfrak{J}^{(2)} = \text{const} \quad (37)$$

independent roughly on  $\omega$ . Since it has been known already that the main reason for the change in moment of inertia (at least at low spins) comes mainly from the change in the pairing one can conclude that perhaps the pairing correlations have already collapsed for  $I > 18$  in  $^{168}\text{Hf}$ .

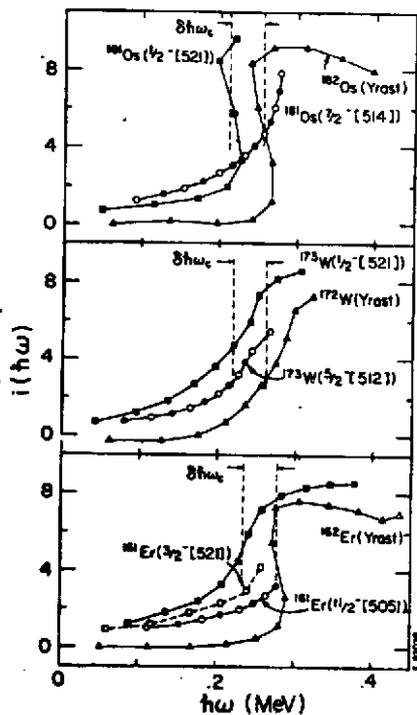
$$i(\omega) = I(\omega) - I_g(\omega)$$

aligned angular  
momentum



$$\delta(\Delta\omega_c) \approx 0.07 \text{ MeV}$$

20% to 25% decrease in  $\Delta$ , for odd  $N$   
where normal-parity state is blocked.



Important exceptions  
from the above rule.  
(cf. J.D. Garrett et al. <sup>18</sup>)

Figure 15

Figure 16

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

$$\hbar\omega \approx E_{\sigma}/2$$

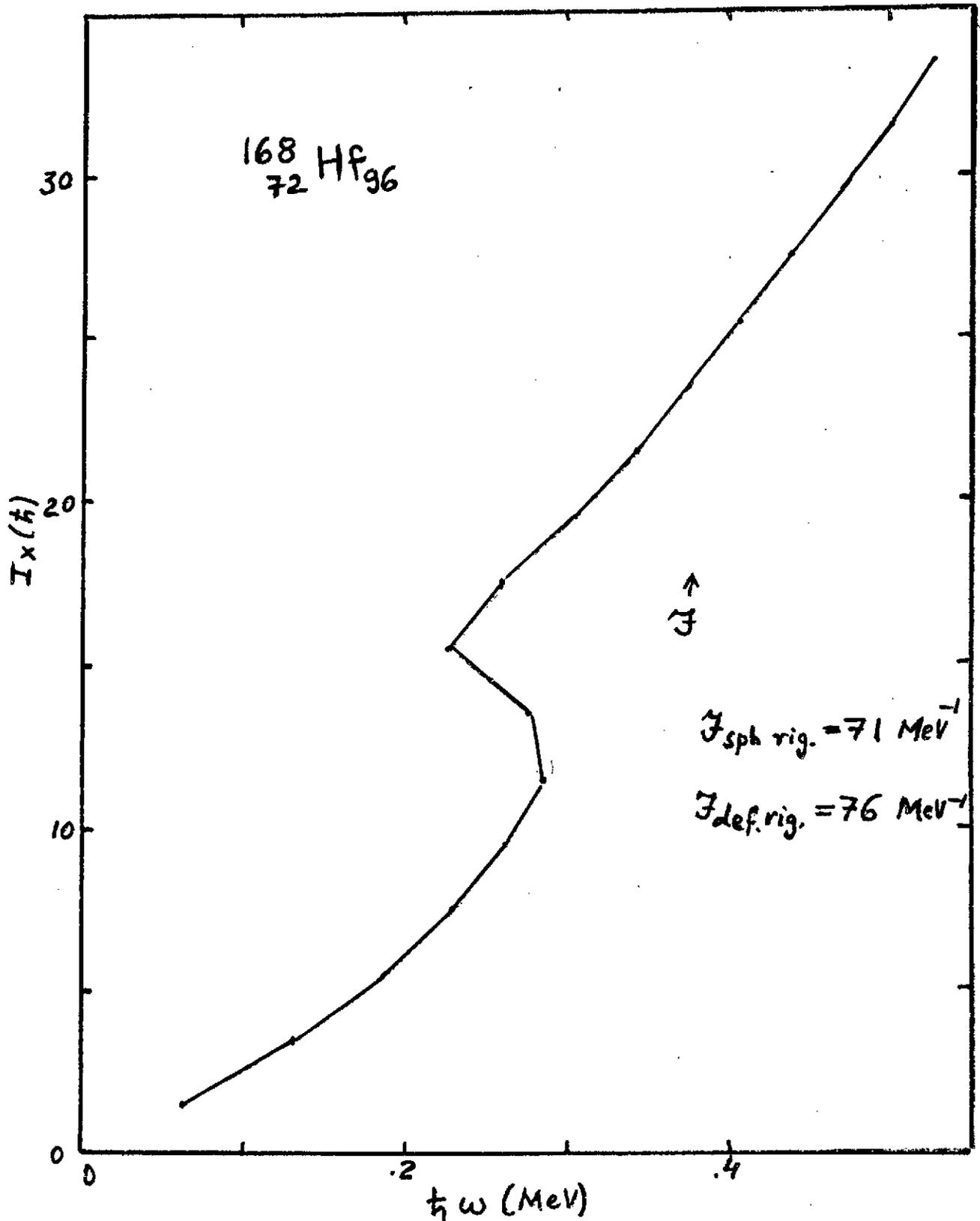
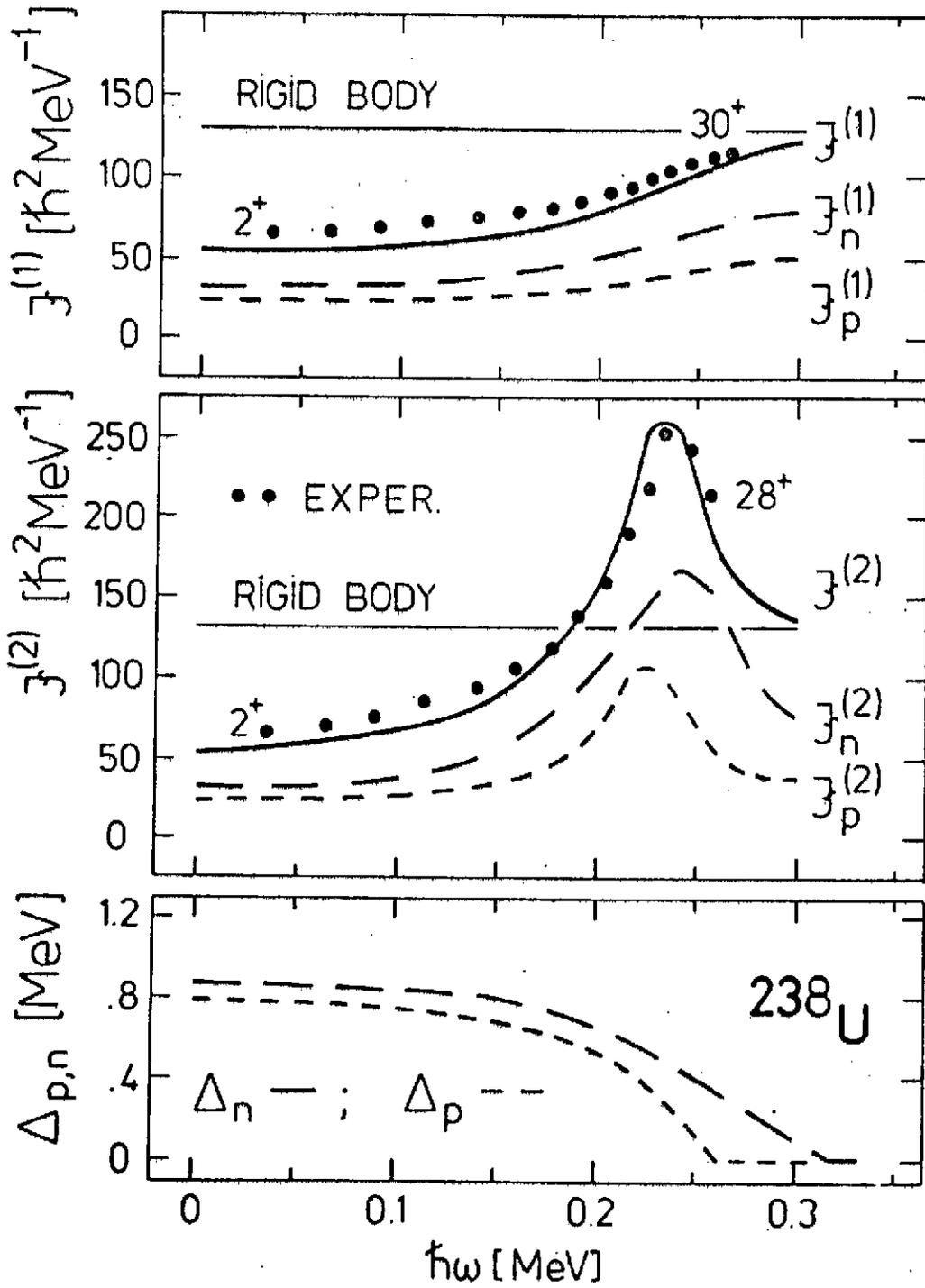


Figure 17



This conclusion is highly tentative, nevertheless the simple dependence of  $I$  on  $\omega$  in  $^{168}\text{Hf}$  deserves attention.

Fig. 17 shows the observed and calculated two moments of inertia  $\mathfrak{J}^{(1)}$  and  $\mathfrak{J}^{(2)}$  (taken from calculation by Dudek et al.,<sup>21</sup>) in  $^{238}\text{U}$  together with the calculated values of the pairing gap  $\Delta$ . All the curves are plotted versus  $\omega$ . It has been suggested by Bohr and Mottelson<sup>20</sup> that when the pairing correlations are about to be destroyed there is a region of a fast increase in angular momentum as function of  $\omega$ . In this region  $\mathfrak{J}^{(2)}$  should be rather large. This is exactly what happens in Fig. 17 and it is remarkable that the peak in  $\mathfrak{J}^{(2)}$  occurs exactly in the region where the pairing gaps approach zero. Unfortunately, this exciting evidence for the pairing phase transition is also highly tentative owing to the possible existence of another explanation by means of the band crossing.

#### 4. Complete alignment in axially symmetric nuclei (mostly oblate or spherical)

We shall now discuss the case where the angular momentum is totally aligned along the nuclear symmetry axis. Such a coupling scheme has most chances to prevail in nuclei that are axially symmetric and oblate (or spherical) already at  $I = 0$ . The single-particle orbits in case of such motion are governed by the cranking Hamiltonian

$$h^{\omega} = h - \hbar \omega j_x \quad (38)$$

However, now since  $j_x$  commutes with  $h$  and thus also with  $h^{\omega}$  the eigenvalues  $e_v^{\omega}$ ,  $e_v$  and  $m_v$  of  $h^{\omega}$ ,  $h$  and  $j_x$ , respectively, are related by :

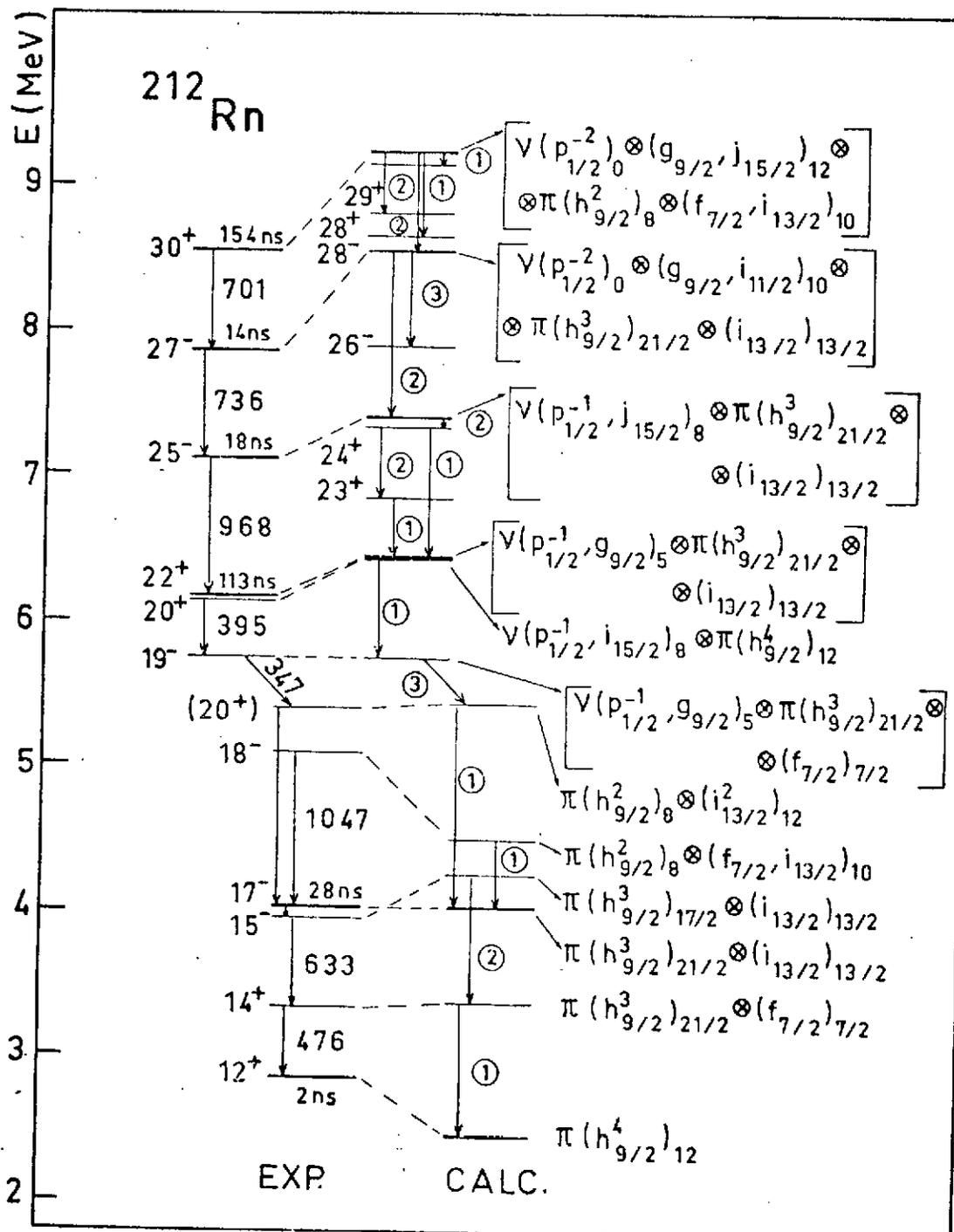
$$e_v^{\omega} = e_v - \hbar \omega m_v \quad (39)$$

In this situation, the increase in angular velocity of the motion does not modify any more the orbits and the system can pick up angular momentum only through a rearrangement in the population of various orbits. It is specially convenient in this case to consider a plane with coordinates  $(m, e)$  where the pairs  $(m_v, e_v)$  can be represented as discrete points. The minimisation of

$$H^{\omega} = \sum h_v^{\omega} \quad (40)$$

is, in this case, reduced to the proper choice of the population in the nuclear orbits. In order to create as much angular momentum as possible with the least possible energy loss one has to populate those orbits, i.e. those points in the  $(m, e)$  - plane that lie below a sloping Fermi surface represented by a straight line

Figure 18



$$e = \mu m + \lambda$$

where  $\mu = \hbar \omega$  determining the slope in this line is related to the angular velocity  $\omega$ . However,  $\omega$ , has only a formal meaning, since there is no collective rotation in this case.

The irregular character of the sequence of levels of different nature may lead to the existence of isomeric states (yrast traps) characterised by high angular momenta of the states. The high-spin isomers are then a characteristic feature of this region of nuclides<sup>22</sup>. Fig. 18 taken from<sup>23</sup> illustrates the resulting spectrum in  $^{212}\text{Rn}$  obtained by the method described above. The calculation is compared with experiment. One can easily see that the agreement of the calculation with the observed energy levels as well as for the occurrence of the high-spin isomers is remarkable<sup>23</sup>.

It is interesting to analyse the possible collective excitations that can be created in the high-spin states of the type discussed above. We shall give few examples of the possible collective modes that can play a certain role in establishing the nuclear coupling scheme just above the yrast line.

One possible mode is the gamma-vibration (i.e. non axial change of shape corresponding to a dynamical change in the deformation parameter  $\gamma$ ). This type of vibration carries  $\pm 2$  units of angular momentum. The  $\Delta I = -2$  mode may lead to the erosion of yrast traps<sup>24</sup> and the  $\Delta I = +2$  modes may form a vibrational band raising just above the yrast line. The bands of this type would compete with the rotational bands that correspond to a rotation of an oblate nucleus about the axis perpendicular to its symmetry axis<sup>20,25,26</sup>. These two types of excitations can be derived from the dynamical variations of nuclear shape corresponding to the dynamical changes in nuclear shape of the quadrupole type ( $Y^{22}$  and  $Y^{21}$  modes).

Fig. 19 illustrates the nuclear response-functions estimated in  $^{158}\text{Yb}$  at small oblate deformation<sup>23</sup>. It can be seen that the calculation predicts much more strength for the rotation as compared to the  $\gamma$ -vibrations which appear to be almost non collective.

Finally, a very interesting mode that has been observed in the nuclear states at high-spin is the giant resonance<sup>27,28</sup>. This type of excitations are presently intensively investigated both in experiments and theory (see e.g.<sup>29</sup>). Fig. 20 illustrates the predictions of the interesting splitting in the giant-resonance energy caused by the deformation and rotation under the assumption of its dipole-isovector character<sup>30</sup> (See also<sup>31,32</sup>). Another interesting evidence (which is not available yet) would be provided by the angular distribution of the gamma rays deexciting the giant resonance in a fast rotating nucleus<sup>28</sup>.

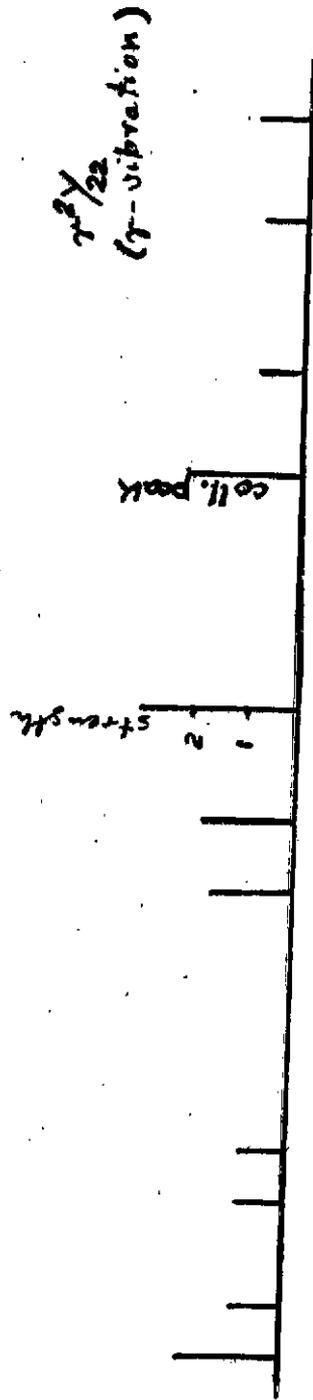
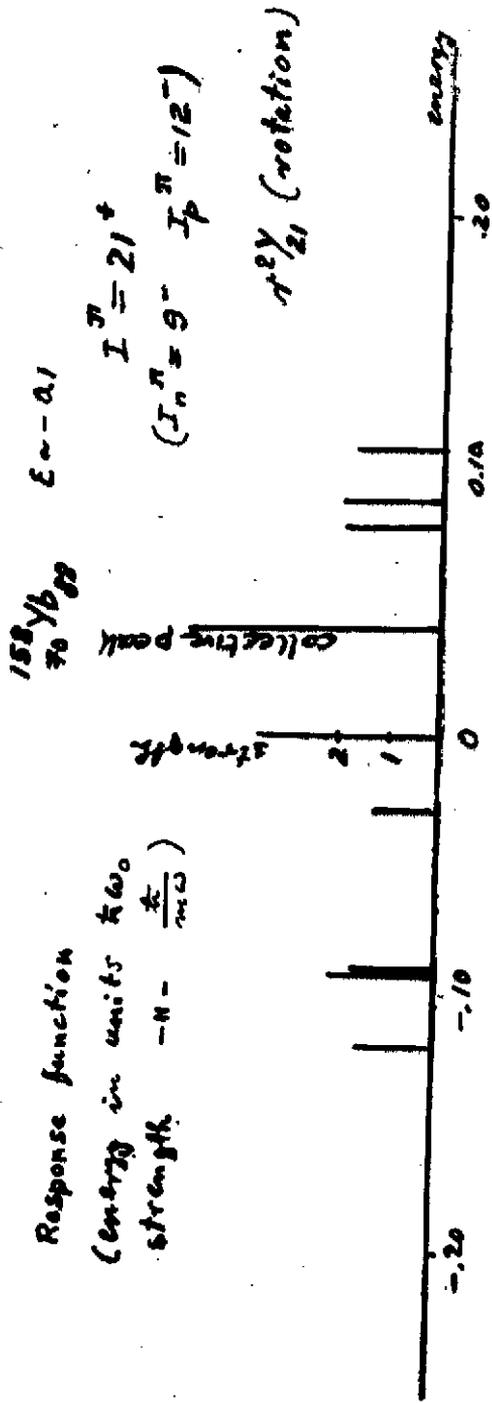


Figure 19

Giant dipole resonance  $I^\pi = 1^-$  ( $T=1$ )  
 built on the rotating state

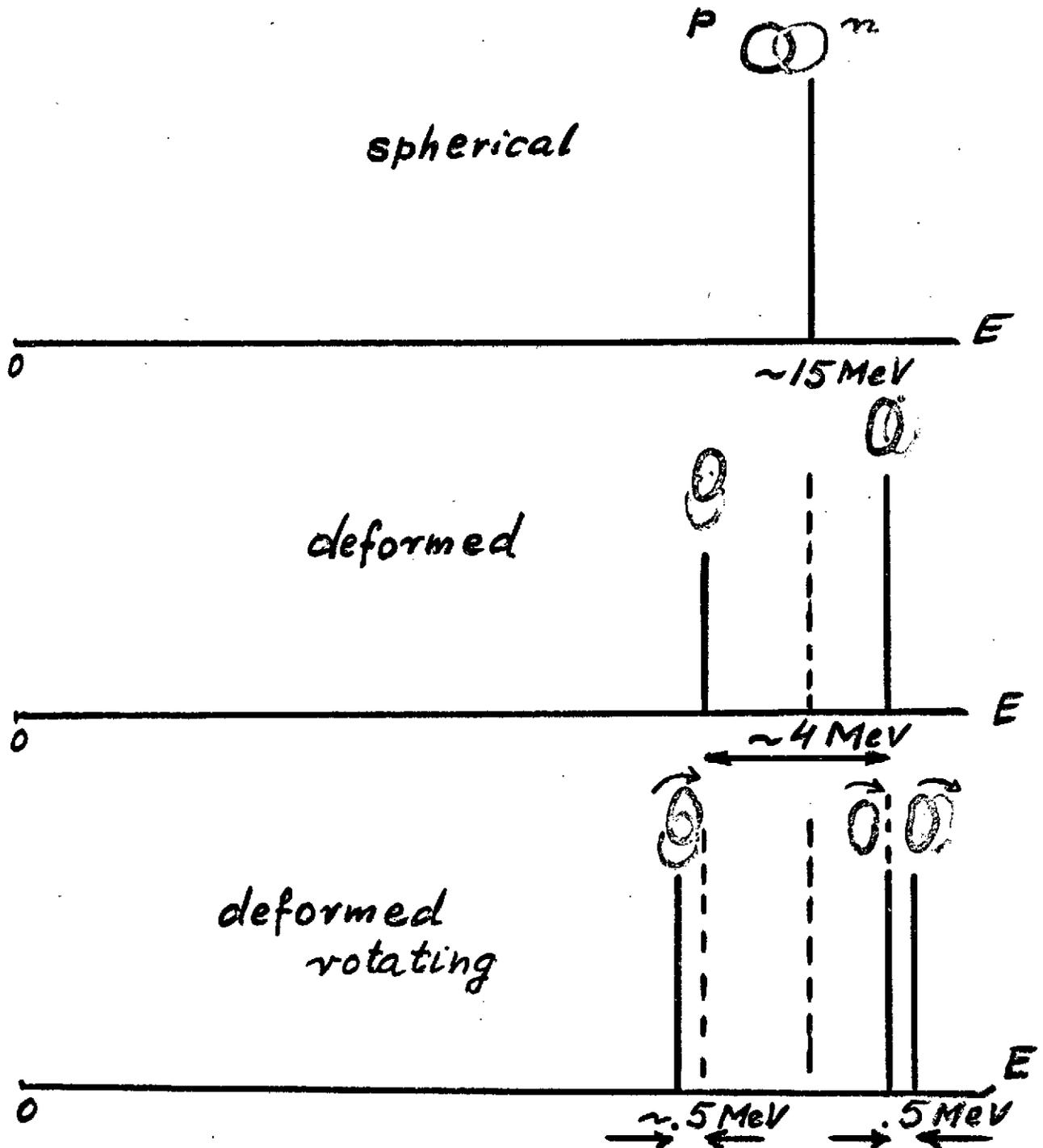


Figure 20

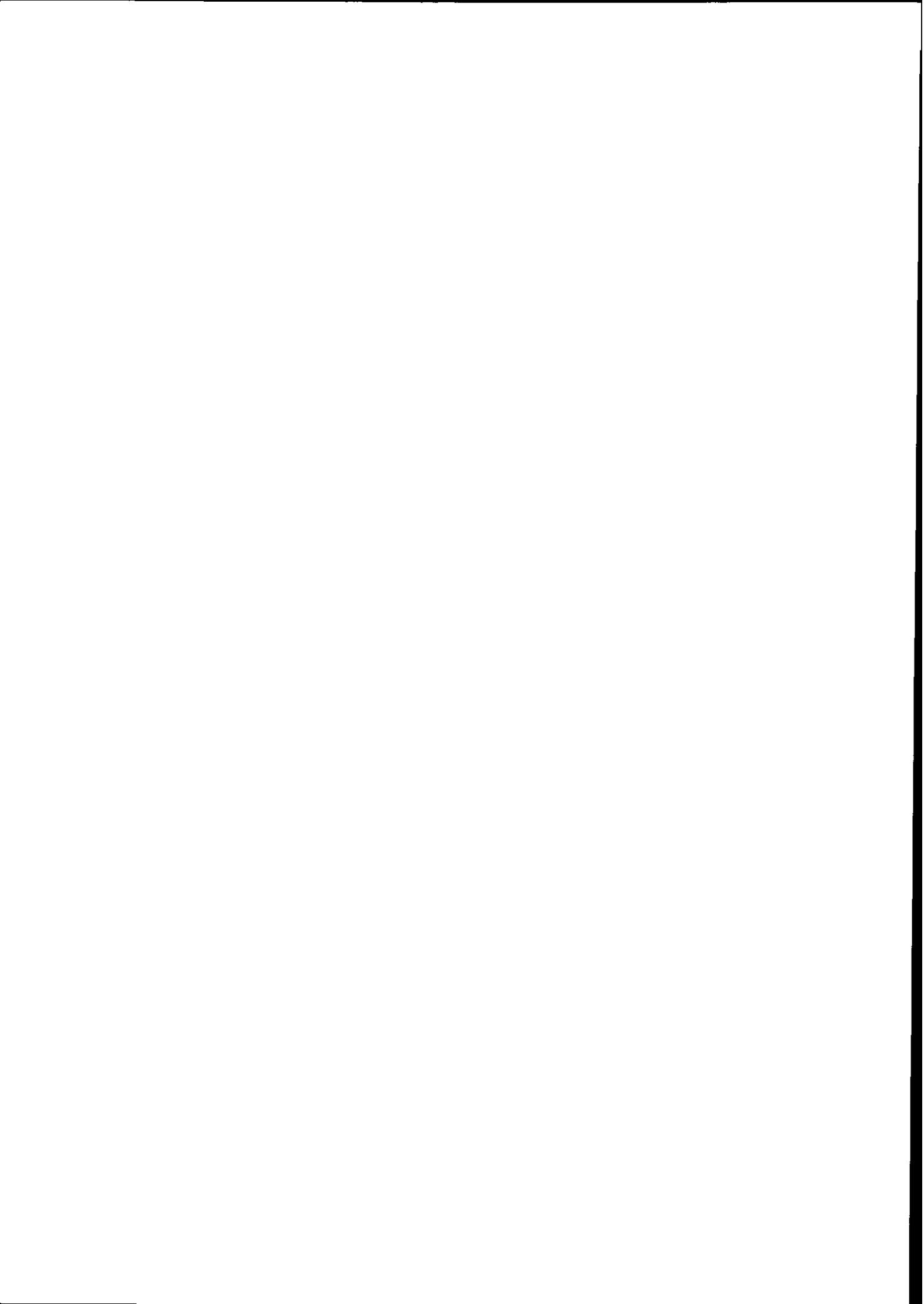
In this short and simplified review on the properties of the fast rotating nuclei we have given only a very schematic picture emphasizing mostly some theoretical aspects of the problem. It is needless to add that our discussion has been highly incomplete. Fortunately, in an accompanying course by Henri Sergolle<sup>33</sup> some of the beautiful and exciting experiments on the fast rotating nuclei have been presented (see also Refs. 34 and 35).

We have based our discussion on a basic concept in nuclear structure of the independent (or almost independent) nucleons moving in a given nuclear potential field. In fact, we never worried in our considerations whether the assumed nuclear potential really corresponds to the actual distribution of nucleons that move in this potential. In other words, we have only occasionally taken into account the rich consequences of the selfconsistency conditions that have proved to play such an important role in understanding various aspects of nuclear dynamics. In this context, we would like to mention especially the works of the groups in Bordeaux and Orsay (see e.g. refs. 36 to 39). Some of these aspects have been also discussed in a lecture course by Michèle Meyer<sup>40</sup>. One may hope that the Hartree-Fock and Hartree-Fock-Bogolyubov methods would soon become basic and commonly used tools in the investigation of the high-spin states in atomic nuclei.

#### References

1. C.G. Andersson, S.E. Larsson, G. Leander, P. Möller, S.G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Åberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski and Z. Szymanski, Nucl. Phys. A268 (1976) 205
2. S. Chandrasekhar, Ellipsoidal figures of equilibrium, 1969, Yale University Press, New-Heaven
3. A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. 2, 1975, W.A. Benjamin Inc. Reading, London, Amsterdam and Don Mills, Ontario, Sydney, Tokyo
4. S. Cohen, F. Plasil and W.J. Swiatecki, Ann. Phys. N.Y. 82 (1974) 557
5. D.R. Inglis, Phys. Rev. 96 (1954) 1059 and 97 (1955) 701
6. A. Bohr and B.R. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 30 (1955) n° 1
7. I. Hamamoto, High angular momentum phenomena, a review, Nordita preprint 81/28, June 1981
8. J. Dudek, A. Majhofer, W. Nazarewicz and Z. Szymanski, Phys. Lett. B112(1982) 1
9. A. Faessler, M. Ploszajczak and K.W. Schmid, Progr. Part. Nucl. Phys. 5 (1981) 79
10. Z. Szymanski, Fast nuclear rotation, Clarendon Press, Oxford, 1983
11. M.J.A. de Voigt, J. Dudek and Z. Szymanski, Rev. Mod. Phys. October 1983, to be published
12. R. Bengtsson and S. Frauendorf, Nucl. Phys. A327 (1979) 139
13. L.L. Riedinger, O. Andersson, S. Frauendorf, J.D. Garrett, J.J. Gaardhoje, G.B. Hagemann, B. Herskind, Y.V. Makovetzky, J.C. Waddington, M. Guttormsen and P.O. Tjom, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 568
14. A. Johnson, H. Ryde and S.A. Hjorth, Nucl. Phys. A179 (1972) 753
15. T. Byrski, F.A. Beck, C. Gehringer, J.C. Merdinger, Y. Schutz, J.P. Vivien, J. Dudek, W. Nazarewicz and Z. Szymanski, Phys. Lett. 102B (1981) 235
16. J. Dudek, W. Nazarewicz and Z. Szymanski, Phys. Rev. C26 (1982) 1708

17. J.D. Garrett, O. Anderssen, J.J. Gaardhoje, G.B. Hagemann, B. Herskind, J. Kownacki, J.C. Lisle, L.L. Riedinger, W. Walus, N. Roy, S. Jonsson, H. Ryde, M. Guttormsen and P. Tjom, Phys. Rev. Lett. 47 (1982) 75
18. J.D. Garrett, G.B. Hagemann, B. Herskind, J. Bacelar, R. Chapman, J.C. Lisle, J.N. Mo, A. Simcock, J.C. Wilmott and H.G. Price, Phys. Lett. 118B (1982) 297.
19. R. Chapman, J.C. Lisle, J.N. Mo, E. Paul, J. Wilmott, J.R. Leslie, H.G. Price, P.M. Walker, J. Bacelar, J.D. Garrett, G.B. Hagemann, B. Herskind, A. Holm and P.J. Nolan, preprint 1983
20. A. Bohr and B.R. Mottelson, Phys. Scripta, 24 (1981) 71 (Nuclei at Very High Spin - Sven Gösta Nilsson in Memoriam, Proc. Nobel Symp. Örenäs (1980))
21. J. Dudek, W. Nazarewicz, J. Skalski, Z. Szymanski and S. Cwiok, to be published
22. A. Bohr and B.R. Mottelson, Phys. Scripta A10 (1974) 13
23. J. Dudek, J. Skalski and Z. Szymanski in preparation
24. C.G. Andersson and J. Krumlinde, Nucl. Phys. A291 (1977) 21
25. C.G. Andersson, J. Krumlinde, G. Leander and Z. Szymanski, Nucl. Phys. A361 (1981) 147
26. C.G. Andersson, R. Bengtsson, T. Bengtsson, J. Krumlinde, G. Leander, K. Neergård, P. Olanders, J.A. Pinston, I. Ragnarsson, Z. Szymanski and S. Åberg, Phys. Scripta 24 (1981) 266 (Nuclei at Very High Spin - Sven Gösta Nilsson in Memoriam, Proc. Nobel Symp. Örenäs, 1980)
27. J.O. Newton, B. Herskind, R. M. Diamond, E.L. Dines, J.E. Draper, K.H. Lindenberger, C. Schück, S. Shih and F.S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1383
28. J.J. Gaardhoje, XX Winter Meeting on Nucl. Phys., Bormio, 1982
29. P. Ring, invited talk at Conf. on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, 1982
30. Z. Szymanski and I. Ragnarsson, XIV Masurian Summer School on Nucl. Phys., Mikołajki, Poland, 1981
31. A.V. Ignatyuk and I.N. Mikhailov, Yad. Fiz. 33 (1981) 919
32. K. Neergård, Phys. Lett. 110B (1982) 7
33. H. Sergolle, Lecture course delivered at this School (Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 1983)
34. B. Haas, invited seminar at this School (Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 1983)
35. J.P. Vivien, invited seminar at this School (Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 1983)
36. M.J. Giannoni and P. Quentin, Phys. Rev. C21 (1980) 2060
37. M.J. Giannoni and P. Quentin, Phys. Rev. C21 (1980) 2077
38. D.M. Brink, M.J. Giannoni and M. Veneroni, Nucl. Phys. A258 (1976) 237
39. M. Baranger and M. Vénéroni, Ann. Phys. (N.Y.) 114 (1978) 123.
40. M. Meyer, lecture course delivered at this School (Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 1983).



**STRUCTURE NUCLEAIRE A HAUT ET TRES HAUT SPIN  
ASPECTS EXPERIMENTAUX**

**H. SERGOLLE**

Institut de Physique Nucléaire, Orsay



Les premiers niveaux excités des noyaux ont été, depuis de nombreuses années, l'objet de multiples études qui exploitent la décroissance radioactive et/ou les réactions nucléaires. Les caractéristiques de l'état fondamental et des états de "bas" spin ( $I \lesssim 8$  à  $10\hbar$ ) et d'énergie d'excitation modérée ( $E^* \lesssim$  quelques MeV) ont pu ainsi être déterminées avec précision. Ces niveaux, interprétés en termes d'excitations individuelles (un ou quelques nucléons portés dans un autre état du modèle des couches) ou d'excitations collectives, ont constitué un domaine idéal pour tester les modèles nucléaires.

Ces dernières années, le développement des réactions nucléaires induites par ions lourds a considérablement élargi les possibilités de la spectroscopie nucléaire. Ces réactions permettent en effet d'atteindre les plus grandes valeurs de moment angulaire que peut supporter le noyau. En particulier, les isotopes situés vers le milieu du tableau périodique ( $A \sim 150$ ) peuvent être portés à des états de dizaines de MeV d'énergie d'excitation et de moment angulaire  $\sim 70\hbar$ ; à plus haut spin, les forces de Coriolis et les forces centrifuges entraînent des déformations qui provoquent la fission de ces noyaux. Bien que difficile à réaliser sur le plan expérimental, l'étude de la désexcitation des états ainsi peuplés a ouvert l'exploration de nouveaux aspects de la dynamique nucléaire. Cette étude du noyau à grande vitesse de rotation apporte un éclairage nouveau sur les interactions entre excitations individuelles et excitations collectives. Elle a fourni des informations sur l'évolution de la forme du noyau, sur les rotations collectives (croisement de bandes, évolution du pairing), sur la ligne yrast et le comportement de noyaux non collectifs, et très récemment sur la résonance géante qui se manifeste aussi à haut spin (cf. exposé de B. Haas).

## 1ère PARTIE : PEUPEMENT ET DESEXCIATION DES ETATS DE HAUT SPIN :

### I.1 : Limite de moment angulaire :

Le maximum de moment angulaire que peut supporter le noyau est limité par les distorsions provoquées par la rotation et les instabilités qui en découlent. On peut en appréhender la valeur en assimilant le noyau à une goutte de liquide chargée en rotation<sup>1</sup>. La forme d'équilibre d'un tel système s'obtient en fonction du spin  $I\hbar$  en minimisant l'énergie

$$E(\gamma, I) = E_s(\gamma) + E_c(\gamma) + \frac{\pi^2 I^2}{2J(\gamma)} \quad (1)$$

Dans cette expression,  $\gamma$  symbolise les paramètres de déformation de la goutte, le premier terme  $E_s$  mesure l'énergie potentielle de tension superficielle, le second  $E_c$  l'énergie coulombienne liée à la charge du noyau, tandis que le dernier correspond à l'énergie cinétique de rotation de la goutte de moment d'inertie  $J$ . Les deux premiers termes sont de l'ordre de 400 à 500 MeV (et de signe opposé) pour un noyau de masse  $A \sim 160$ , tandis que l'énergie de rotation vaut environ 1,5 MeV pour  $I = 10$  et 50 MeV pour  $I = 80$ . On conçoit alors qu'à très haut spin cette énergie soit à même d'induire des changements de forme notables de la "goutte de matière nucléaire". Le calcul montre que pour des moments

angulaires assez élevés mais inférieurs à une limite  $I_1$  ( $I_1 \sim 70$  à  $75\hbar$  dans la région Gd-Dy) la forme stable de la goutte est un pseudosphéroïde de Hiskes, avec deux axes principaux à peu près égaux. La rotation s'effectue autour du troisième axe principal, le plus court, de sorte que la goutte présente une forme aplatie (oblate). A plus haut moment angulaire; la forme stable devient un pseudoellipsoïde de Beringer-Knox. L'un des deux axes principaux qui étaient égaux pour  $I < I_1$  s'allonge de plus en plus et confère ainsi à la gouttelette liquide une forme triaxiale. Au-delà d'une certaine limite  $I_2$ , les forces centrifuges annulent la barrière de fission et la goutte fissionne, se séparant en deux composantes ou plus.

La figure 1 représente les limites  $I_1$  et  $I_2$  en fonction du nombre de masse de la goutte de matière nucléaire. Les deux noyaux légers, à cause de leur dimension réduite, et les noyaux lourds, en raison de l'instabilité due à la répulsion coulombienne, ne peuvent supporter les vitesses de rotation élevées. Sur la même figure, la courbe en trait pointillé représente la variation de la limite  $I_2$  pour une barrière de fission non nulle, mais haute de 8 MeV. Cette hauteur permet une compétition entre la fission du noyau et l'émission des particules légères, et fournit une limite plus réaliste du moment angulaire qui peut être transféré à la gouttelette. Il est intéressant de noter que, dans le domaine  $I_1 < I < I_2$ , les calculs précédents prédisent des formes (dites super-déformées)

pour lesquelles le rapport entre le grand et le petit axe de l'ellipsoïde vaut 2. Signalons aussi que de tels calculs avaient déjà été réalisés par Jacobi à propos d'étoiles en rotations. Ils fournissent aussi les grandes lignes du comportement du noyau, même si un calcul plus réaliste doit prendre en compte les effets de couches susceptibles d'introduire quelques modifications.

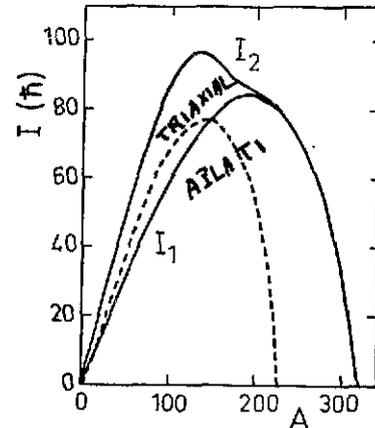


Fig. 1

## I.2 : Peuplement des états de haut spin :

Pour rendre ce domaine de la spectroscopie particulièrement intéressant, une relative sélectivité des moyens de production s'avère nécessaire. Il importe en effet que le nombre de voies de sortie de la réaction utilisée demeure assez faible, pour que les propriétés d'un noyau donné puissent être étudiées dans des conditions expérimentales satisfaisantes. Deux processus ont été et sont encore largement exploités à cet effet : l'excitation coulombienne et les réactions de fusion-évaporation. Ces deux approches sont dans une certaine mesure complémentaires.

- a) L'excitation coulombienne multiple est une diffusion inélastique au cours de laquelle la cible n'est excitée que par le champ électromagnétique du projectile. Elle se produit donc à une énergie sous-coulombienne, et les processus d'excitation multiple, dominés par les transitions électriques (E2, E1) et susceptibles de peupler les niveaux de haut spin, sont d'autant plus probables que la charge, et donc la masse du projectile est élevée. Avec des projectiles de masse  $A \gtrsim 100$  ( $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ) il est possible de peupler des bandes collectives jusqu'à des spins  $I \sim 20-30\hbar$ , et d'extraire les probabilités de transition de telles mesures<sup>2</sup>. Bien entendu, seuls les isotopes stables ou de très longue période peuvent ainsi être étudiés. En particulier, dans la région des actinides où les réactions de fusion conduisent essentiellement à la fission du noyau composé, l'excitation coulombienne multiple demeure un outil de choix pour l'étude des états

collectifs de haut spin.

A titre d'exemple, la fig.2 montre le schéma de niveaux obtenu en excitant le noyau déformé  $^{232}\text{Th}$ , d'abord avec un faisceau de  $^{84}\text{Kr}$ , puis à l'aide de  $^{208}\text{Pb}$ . Dans cette dernière expérience<sup>3</sup> un faisceau de  $^{232}\text{Th}$  délivré par l'UNILAC (Darmstadt) bombarde une cible de  $^{208}\text{Pb}$ . Les ions rétrodiffusés sont détectés en coïncidence avec les  $\gamma$  de désexcitation. Ces ions ont ainsi une faible vitesse, ce qui minimise l'effet Doppler. On voit que plusieurs bandes collectives sont excitées et qu'il est possible d'atteindre le spin 30.

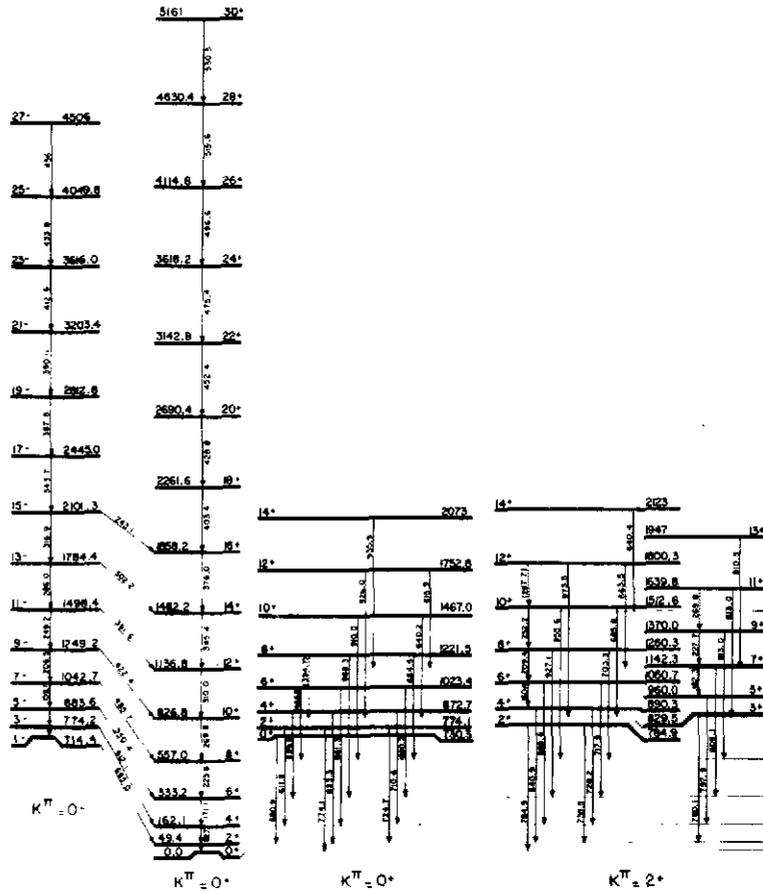


Fig. 2

b) Les réactions de fusion-évaporation sont les plus largement exploitées et permettent de produire de nombreux isotopes déficients en neutrons.

- A une énergie de bombardement un peu supérieure à la barrière coulombienne, et pour des systèmes de masse  $A_1 + A_2 \lesssim 200$ , la fusion entre un projectile ( $^{A_1}_1 X$ ) et un noyau cible ( $^{A_2}_2 Y$ ) se produit avec une section efficace notable (qui peut atteindre quelques 100 mb). Le noyau composé (numéro atomique  $Z_1 + Z_2$  et nombre de masse  $A_1 + A_2$ ) est alors formé avec une énergie d'excitation  $E^*$  fonction de l'énergie d'excitation et de la chaleur de réaction (typiquement quelques dizaines de MeV). La figure 3a schématise les différents processus susceptibles de se produire. Leur importance relative dépend du produit  $Z_1 Z_2$  et de l'énergie mise en jeu (fig.3b - ref.4). Pour des énergies voisines de la barrière coulombienne et des valeurs de  $Z_1 Z_2 \lesssim 1500$ , la fusion-évaporation demeure le mécanisme dominant.

FE = Fusion - Evaporation  
 FS = Fission Symétrique  
 FR = Fission Rapide  
 DIP = Diffusion profondément inélastique

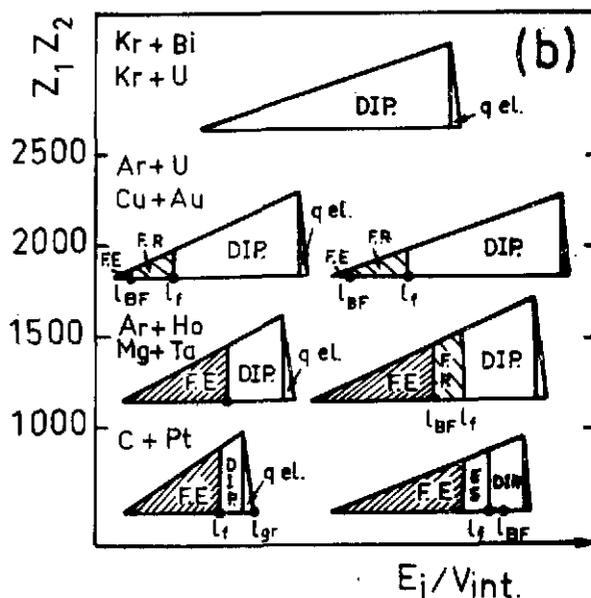
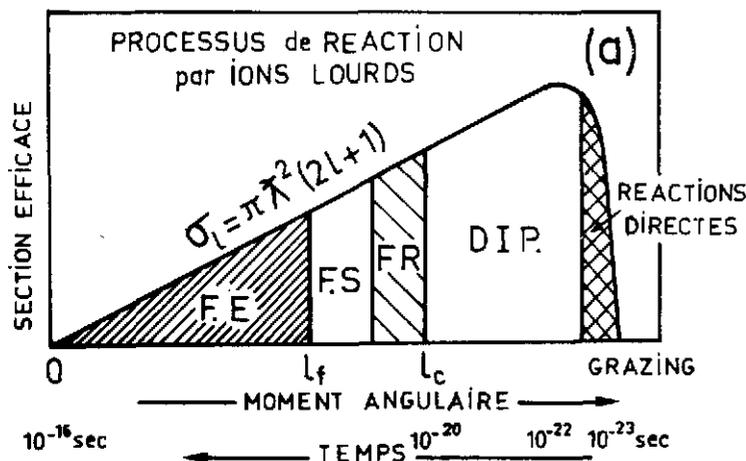


Fig. 3

Le moment angulaire maximum apporté dans le noyau composé dépend des conditions cinématiques de la réaction, et notamment de l'énergie du faisceau et des masses des noyaux cible et projectile. A titre d'illustration, la troisième colonne du tableau 1 donne quelques valeurs estimées pour un noyau composé <sup>158</sup>(ou<sup>159</sup>)Er formé à l'aide de différents couples cible-projectile, à une énergie d'excitation qui favorise l'évaporation de quatre neutrons et conduit donc au noyau résiduel <sup>154</sup>(ou<sup>155</sup>)Er. Le moment angulaire  $l_c$  est calculé selon

$$E_{CM} = V(R) + \frac{l_c(l_c+1)\pi^2}{2\mu R^2} \quad (2)$$

Cette formule indique simplement qu'au moment où se forme le noyau composé, l'énergie disponible dans le centre de masse ( $E_{CM}$ ) se retrouve sous forme d'énergie potentielle et d'énergie cinétique de rotation. Les deux noyaux sont assimilés à des sphères chargées sans structure interne.  $\mu$  est leur masse réduite.  $R$  mesure la distance des centres ( $R = R_1 + R_2$ ) et  $V$  la hauteur de la barrière coulombienne.

Reaction	$E_{lab}$ (MeV)	$l_c$ ( $\hbar$ )	$\beta_r$
<sup>12</sup> C + <sup>147</sup> Sm 6 62	85	36	$0.9 \times 10^{-2}$
<sup>32</sup> S + <sup>126</sup> Te 16 52	150	46	$2 \times 10^{-2}$
<sup>40</sup> Ar + <sup>118</sup> Sn 18 50	180	59	$2.5 \times 10^{-2}$
<sup>84</sup> Kr + <sup>74</sup> Ge 36 32	340	68	$5 \times 10^{-2}$

Tableau 1

Les valeurs obtenues montrent de manière évidente l'intérêt offert par les ions lourds pour s'approcher de la limite de moment angulaire supportable par le noyau. Dans la plage de moment angulaire conduisant à la fusion,  $l$  est statistiquement réparti entre 0 et  $l_c$ , selon

$$d\sigma = \pi \lambda^2 (2l + 1) P_l \quad (3)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde réduite de De Broglie (mesurée dans CM) et  $P_l$  la probabilité de fusion associée à l'onde  $l$ . Les distributions de la fig. 3 supposent l'hypothèse de "sharp-cut off".

### 1.3 : Désexcitation du noyau composé :

Le noyau composé, formé avec une énergie d'excitation  $E^*$  de quelques dizaines de MeV et un moment angulaire distribué dans l'intervalle  $(0, l_c)$ , se désexcite en émettant des particules (préférentiellement des neutrons pour un noyau de masse  $A \sim 160$ ) et des gamma. Il est commode de représenter les chemins de désexcitation dans un diagramme  $(E^*, I)$  - voir figure 4a -. Dans ce diagramme, chaque état quantique du noyau est représenté par un point. Pour une valeur donnée du moment cinétique, il existe plusieurs états possibles, les valeurs correspondantes de  $E^*$  constituant les valeurs propres de l'équation de Schrödinger relative au noyau étudié. La densité de ces niveaux croît avec l'énergie d'excitation. L'état excité de plus faible énergie pour une valeur donnée de  $I$  s'appelle le niveau yrast (néologisme issu de la forme superlative du mot nordique "yr" qui signifie étourdi, atteint de vertige). L'ensemble des niveaux yrast du diagramme constitue la ligne yrast. Par exemple, pour un noyau déformé, les niveaux yrast sont les états collectifs de rotation, d'énergie

$$E^* = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) \quad (4)$$

La forme de la ligne yrast est donc caractéristique des propriétés du noyau. La figure 4a montre quelques exemples de chemins de désexcitation. Les particules légères sont d'abord émises. Les régions hachurées correspondent aux zones à partir desquelles l'émission  $\gamma$  devient prépondérante : elles constituent la zone d'entrée de l'émission  $\gamma$ . Dans celle-ci, on peut distinguer quatre types de transitions :

- les transitions discrètes, que l'on peut mettre en évidence à l'aide d'un détecteur à bon pouvoir de résolution en énergie. Ce sont les dernières émises au cours de la cascade de désexcitation, et elles correspondent aux transitions entre les premiers états discrets du noyau.
- Une série de transitions plus ou moins collectives qui éliminent une bonne part du moment cinétique (en raison de leur nature essentiellement quadrupolaire électrique E2). L'énergie de ces transitions est souvent déterminée par le comportement collectif du noyau. Leur étude peut donc renseigner sur ces propriétés à haut spin de l'isotope résiduel considéré. Ces transitions sont distribuées sur plusieurs bandes collectives plus ou moins parallèles à la ligne yrast. Il en résulte qu'il est expérimentalement impossible de les résoudre.
- les  $\gamma$  dits "statistiques", essentiellement de nature dipolaire électrique (E1). Ils sont émis dans une zone relativement éloignée de la ligne yrast et où la densité de niveaux est encore très grande. Ces transitions refroidissent le noyau : le système se rapproche de la ligne yrast sans perdre trop de moment angulaire. La distribution en énergie de ces  $\gamma$  est fournie par une loi de la forme

$$I(E_\gamma) \propto E_\gamma^3 \cdot e^{-E_\gamma/T} \quad (5)$$

où  $T$  mesure la température nucléaire. Leur nombre est habituellement de 3 à 5.  
 - des transitions  $\gamma$  de très grande énergie ( $\sim 10$  à  $15$  MeV) plus récemment mises en évidence, et qui sont associées à des résonances dipolaires géantes construites sur des états excités.

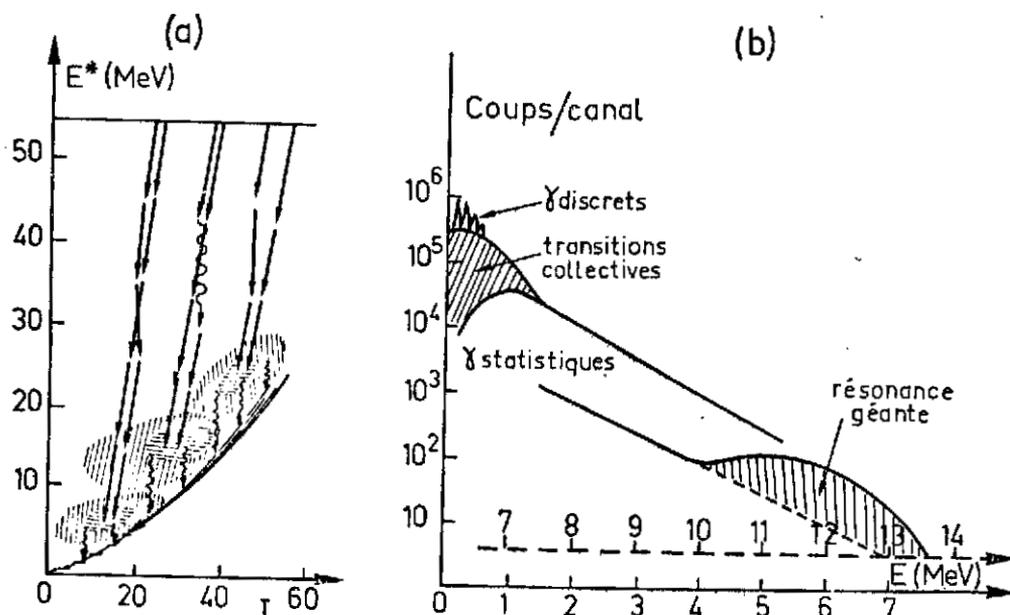


Fig.4 : a) Quelques exemples de chemins de désexcitation (les flèches rectilignes schématisent l'évaporation des neutrons, les flèches ondulées l'émission des photons. Les zones hachurées montrent les régions du plan  $(E^*, \tau)$  peuplées après évaporation de 3, 4 et 5n, respectivement.

b) Allure du spectre  $\gamma$  (l'échelle des énergies en trait plein correspond aux  $\gamma$  discrets et aux transitions collectives, celle en pointillés à la structure associée à la résonance géante).

## 2ème PARTIE : QUELQUES TECHNIQUES DE DETECTION GAMMA :

La discussion précédente montre que l'étude du comportement du noyau à très haut spin passe par celle des cascades de désexcitation, et donc par celle de spectres tel que celui schématisé fig. 4b. Cette approche n'a été rendue possible que par la mise au point de nouvelles techniques, telles que détecteurs anti-Compton<sup>5</sup>, filtres à multiplicité<sup>6/7</sup>, détecteurs-somme<sup>8/9</sup>, détecteurs modulaires  $4\pi$ <sup>10</sup>.

### II.1 : Détecteurs :

Les plus utilisés demeurent les détecteurs au Ge (excellente résolution en énergie -  $\sim 2$  KeV -; efficacité photoélectrique moyenne; résolution en temps moyenne - 5 à 8ns -) et les scintillateurs NaI (médiocre résolution en énergie  $\sim 6\%$  à 1,3MeV-, mais possibilité de réaliser de grands volumes et donc une excellente efficacité; résolution en temps moyenne -  $\sim 2$ ns -).

Le développement des multicompteurs a entraîné la recherche d'autres matériaux :  
 - de gros espoirs ont été fondés sur le Xe liquide, qui offre en théorie le meilleur compromis résolution-efficacité. Mais la réalisation concrète de détecteurs de volume satisfaisant n'a pu à ce jour être menée à bien. La difficulté majeure réside dans la nécessité de maintenir un très haut degré de pureté au sein du liquide<sup>11</sup>.  
 - d'autres scintillateurs ont été recherchés, et notamment le BGO (germanate de bismuth  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) et le fluorure de baryum  $\text{BaF}_2$ . Le tableau ci-dessous donne leurs caractéristiques essentielles, que l'on peut comparer au NaI.

	NaI(Tl)	BGO	BaF2
Densité ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	3.7	7.1	4.9
Longueur de radiation (cm)	2.6	1.1	2.1
Coefficient d'atténuation linéaire à 511KeV( $\text{cm}^{-1}$ )	0.34	0.92	0.47
Longueur d'onde émise (nm)	410	480	310
			225
Vie moyenne (ns)	250	300	620
			0.6
Indice de réfraction	1.85	2.15	1.56
Rendement lumineux (photons/MeV)	$4 \times 10^4$	$2.8 \times 10^3$	$6.5 \times 10^3$
			$2 \times 10^3$
Hygroscopique	oui	non	non

Le BGO apparaît comme le plus efficace de ces matériaux. Ses moyennes résolutions en énergie ( $\sim 15\%$ ) et en temps ( $\sim 8$ ns) confinent pour l'instant son emploi aux matelas anti-Compton ou à des détecteurs modulaires de performances moyennes (voir paragraphe suivant). Le NaI demeure très utilisé. Mais la récente mise en évidence d'une composante rapide dans la lumière émise par le  $\text{BaF}_2$  confère un réel intérêt à ce produit et a fortement stimulé sa production. En quelques mois, la taille des cristaux fabriqués est passée l'ordre du cm à  $\sim 15$ cm de diamètre et hauteur. La difficulté de son exploitation réside dans le fait que la composante rapide est émise dans l'ultra-violet, et nécessite un

photomultiplicateur bien adapté. Il a été possible, avec un détecteur hexagonal (diamètre : 10cm, hauteur : 14cm) d'obtenir une résolution en énergie de 10% à 1,3 MeV et une résolution de  $0.7\text{ns}^{10}$ . Ces performances ont fait choisir le BaF2 comme matériau détecteur pour la réalisation du "chateau de cristal" (cf. exposé de J.P. Vivien).

## II.2 : Dispositifs anti-Compton et coïncidence $\gamma$ - $\gamma$ :

• L'étude des  $\gamma$  discrets est réalisée essentiellement à partir de détecteurs Ge, en raison de leur excellente résolution. Leur inconvénient majeur réside dans la valeur relativement faible du rapport pic photoélectrique/ fond Compton et leur modeste efficacité. Celle-ci peut être compensée par l'emploi simultané de plusieurs détecteurs dans les expériences de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ . Si l'on parvient à ajuster les gains de tous les détecteurs (ce qui peut toujours être réalisé hors ligne) on peut additionner les statistiques des différentes paires de compteurs. Ainsi, l'emploi de six Ge d'efficacité comparable multiplie par  $\binom{6}{2} = 15$  la statistique par rapport à celle accumulée avec deux détecteurs. L'élimination du fond Compton peut être obtenue par l'adjonction d'un dispositif (NaI ou BGO) entourant le Ge et mis en anti-coïncidence avec lui (dispositif anti-Compton).

• La figure 5 schématise le dispositif "TESSA" réalisé par P.J. Twin et coll.<sup>5</sup>, opérationnel auprès du tandem de Daresbury (G.B.). Cet ensemble permet une étude simultanée des  $\gamma$  discrets et du continuum. Il combine six détecteurs au Ge (intrinsèque de type n) entourés de dispositifs anti-Compton (NaI) et une boule compacte constituée de 62 petits détecteurs BGO qui permet la mesure de l'énergie totale de la cascade  $\gamma$  et de la multiplicité (cf. paragraphe suivant). Chaque anti-Compton est constitué d'un cristal NaI de 25cm de diamètre et 20cm de hauteur, percé d'un trou cylindrique excentré dans lequel est situé le Ge. La figure 6 illustre l'effet de la suppression du fond Compton, optimale aux faibles énergies. Les pics de rétrodiffusion qui subsistent avec ce seul

cylindre de NaI (fig.6 courbe a) sont supprimés par l'adjonction d'un détecteur supplémentaire (cf. fig.5 et fig.6 courbe b) qui donne un taux de réjection à peu près uniforme d'environ 5. Ces détecteurs sont situés assez loin de la cible (27cm). Leur efficacité individuelle est donc faible. Par contre cette géométrie et la collimation réduisent l'élargissement Doppler et l'empilement.

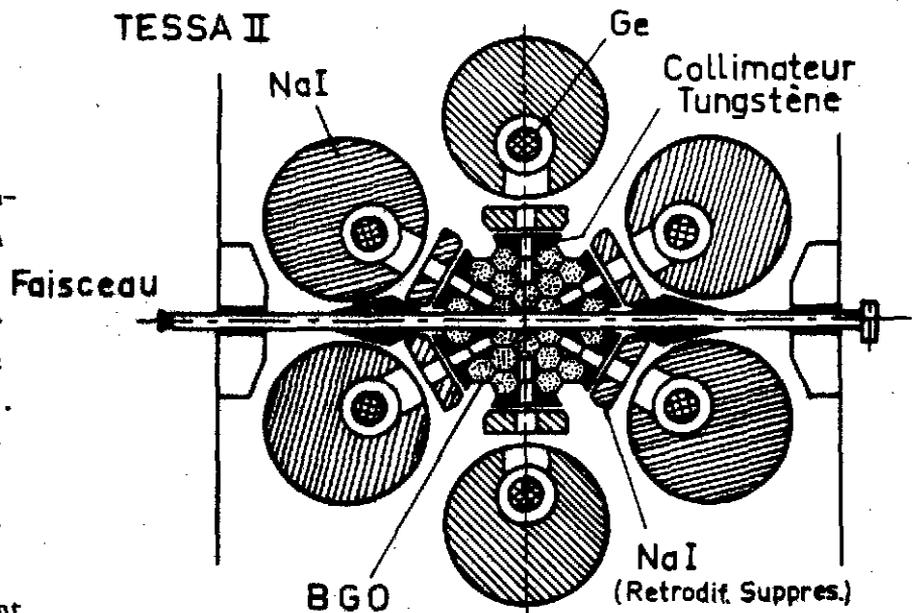


Fig. 5

Le taux de comptage individuel est typiquement  $5 \text{ K.s}^{-1}$  et le taux de coïncidences enregistré (avec suppression Compton) de l'ordre de  $150 \text{ s}^{-1}$ . Selon l'énergie, 5 à 40% de ces événements correspondent à des coïncidences photophotop, ce qui confère à ce dispositif un grand intérêt pour la réalisation d'expériences de corrélations  $\gamma\text{-}\gamma$  (voir paragraphe II.4).

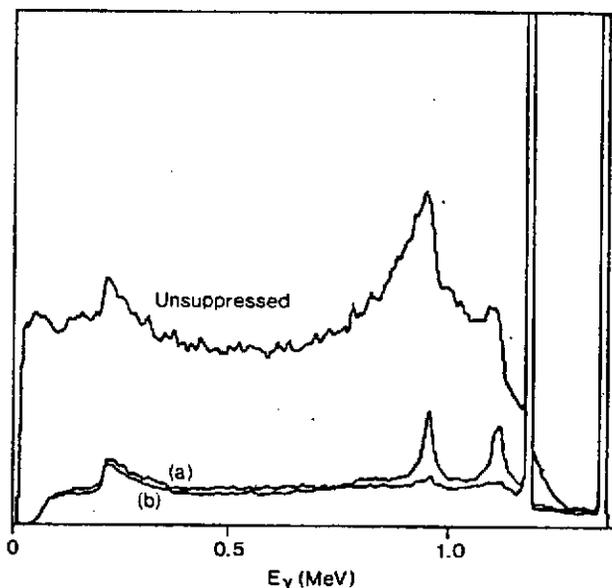


Fig. 6

La figure 7 illustre les grandes possibilités offertes par cet ensemble pour l'étude des raies discrètes. Ici, seuls les 6 Ge avec leur anti-Compton sont exploités. La figure montre les coïncidences accumulées lors d'une courte mesure<sup>5</sup>. Les raies sont caractéristiques de l'isotope  $^{158}\text{Er}$  formé par la réaction  $^{114}\text{Cd}(^{48}\text{Ca}, 4n)$ . La ligne yrast est clairement établie jusqu'au spin  $38+$  pour les états à parité positive, et la bande latérale négative qui était connue jusqu'à l'état  $21-$ , se trouve prolongée jusqu'au niveau  $39-$ . Il est possible, au cours de ces mêmes mesures, d'obtenir des moments d'inertie à partir des mesures de corrélations  $\gamma\text{-}\gamma$  (cf. 3ème partie).

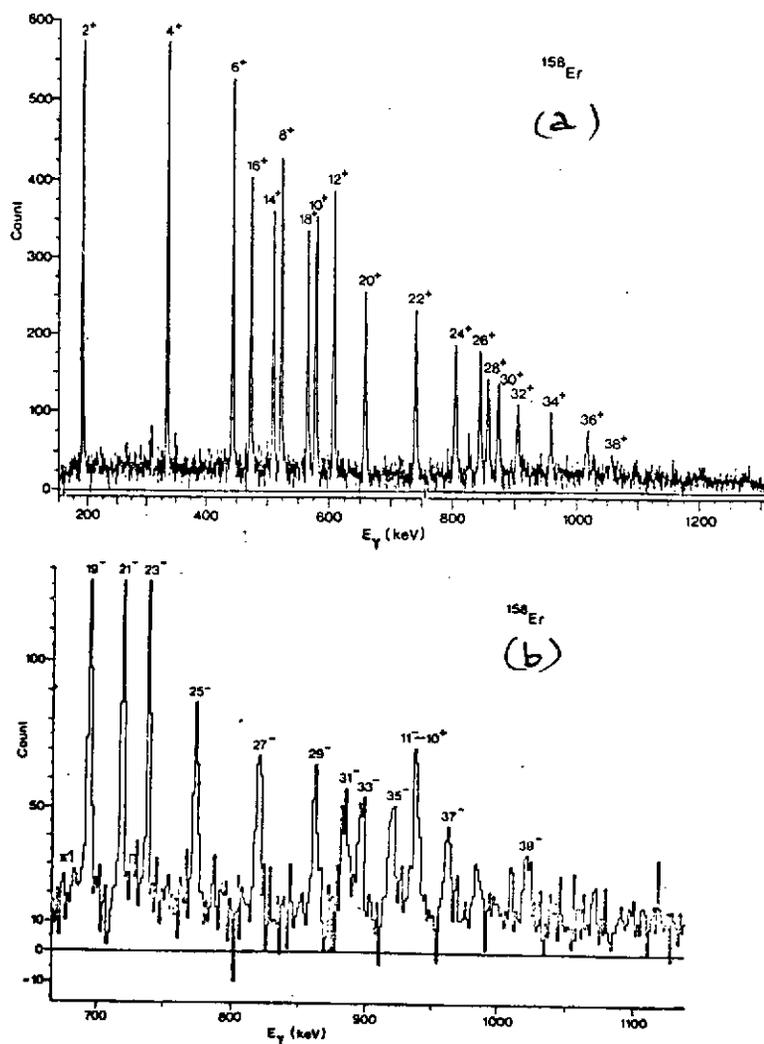


Fig.7 : La figure a correspond aux coïncidences avec les transitions  $(30+ \rightarrow 28+)$  ...  $(16+ \rightarrow 14+)$ , tandis que la figure b montre les  $\gamma$  en coïncidence avec les raies qui désexcitent les trois premiers états de la bande latérale négative.

### II.3 : Détecteurs modulaires $4\pi$ :

#### a. Mesure de l'énergie totale :

##### • Principe :

L'énergie totale de la cascade de désexcitation  $\gamma$  peut être obtenue si on dispose autour de la cible un dispositif apte à capter tous les photons qui s'en échappent. On obtient une résolution sur l'énergie totale de l'ordre de 20% si le dispositif possède une efficacité  $\Omega \gtrsim 0.8$  pour détecter chacun des  $\gamma$  (énergie  $\sim 1$  MeV). Les quelques détecteurs réalisés à ce jour dans ce seul but constituent un bloc compact de NaI autour de la cible, couvrant un angle solide aussi voisin que possible de  $4\pi$  Sr. Un tel dispositif n'autorise pas la discrimination  $\gamma$  - neutron, et ne se prête pas toujours aisément au travail en coïncidence avec d'autres détecteurs. La génération actuelle des détecteurs  $4\pi$  modulaires permet de s'affranchir de ces insuffisances.

##### • Quelques considérations quantitatives :

Supposons que la cascade comporte  $M$  transitions ayant toutes la même énergie  $E_\gamma$  (fig. 8a), et soit  $\Omega$  la probabilité de détecter chacune de ces transitions.

La probabilité pour que  $k$  de ces photons soient détectés a pour expression

$$P(k, M, \Omega) = \binom{M}{k} \Omega^k (1-\Omega)^{M-k} \quad (6)$$

L'énergie alors déposée dans le cristal a pour valeur

$$E = k \cdot \langle E_\gamma \rangle \quad (7)$$

où  $\langle E_\gamma \rangle$  est inférieure à l'énergie de chacun des photons, en raison de la perte d'énergie qui correspond à l'échappement Compton (fig. 8b). La figure 9 donne l'allure de la réponse d'un tel détecteur pour diverses valeurs de  $M$  et pour  $\Omega = 0,4$  et  $0,8$ . On voit que pour des multiplicités  $M \gtrsim 25$  il faut  $\Omega \gtrsim 0,8$  pour approcher une résolution de 20%. (Ces courbes constituent des graphes illustrant la formule (6) et ne

tiennent pas compte de la résolution intrinsèque du détecteur qu'il faudrait convoluer avec la largeur portée sur la figure 8 ; cette dernière constitue la contribution la plus importante à la résolution).

La figure 10 se rapporte à un détecteur constitué de NaI : les courbes en pointillé donnent en % la fraction de photons non détectés pour différentes épaisseurs : la courbe en trait plein donne la fraction d'énergie totale "perdue" pour une couche de NaI de 15cm d'épaisseur disposée autour de la cible. Ces courbes montrent que pour effectuer une bonne mesure d'énergie totale, il faut disposer autour de la cible, couvrant un angle solide aussi voisin que possible de  $4\pi$  stéradians, un matelas détecteur qui, s'il est constitué de NaI, doit posséder une épaisseur de 15 à 20 cm au moins.

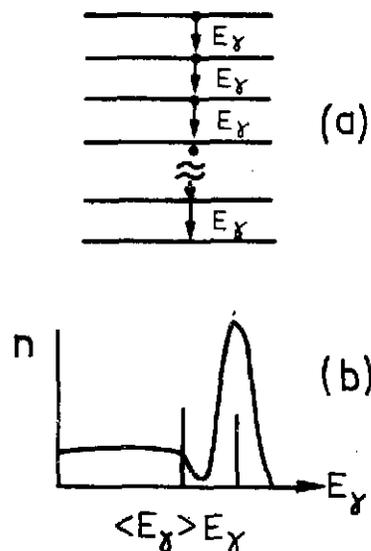


Fig. 8

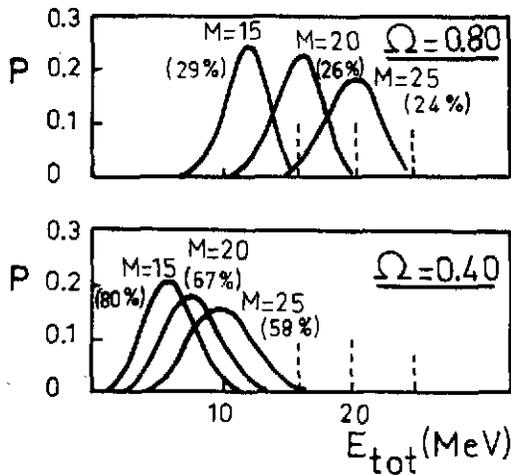


Fig. 9

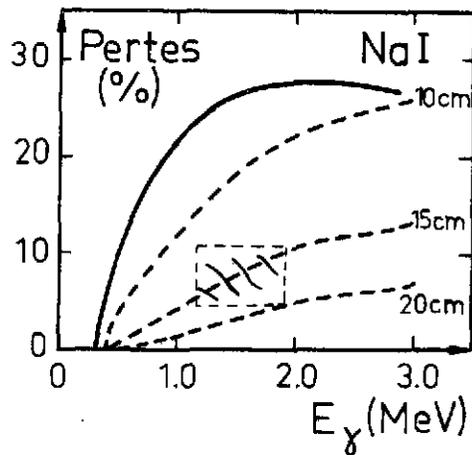


Fig. 10

#### b. Mesure de la multiplicité :

##### • Principe de la mesure et hypothèses d'un calcul simplifié :

Pour obtenir la multiplicité gamma  $M$  on dispose  $N$  détecteurs autour de la source de rayonnements. On mesure les probabilités  $\mathcal{P}_N^M(p)$  que  $p$  de ces détecteurs soient touchés. De ces valeurs on déduit les moments de la multiplicité.

Nous effectuerons le calcul de  $\mathcal{P}_N^M(p)$  avec les hypothèses suivantes :

- les  $N$  détecteurs sont identiques et ont tous la même efficacité  $\omega$  ; on suppose de plus  $\omega$  indépendant de l'énergie des  $\gamma$ .
- la probabilité de diffusion d'un photon d'un compteur dans un autre compteur est nulle (un blindage de plomb permet de bien réaliser cette condition).

On trouvera dans la référence (12) le calcul relatif à des dispositifs où tous les détecteurs n'ont pas la même efficacité. On verra plus loin comment prendre en compte la diffusion d'un compteur à l'autre.

##### • Expression de $\mathcal{P}_N^M(p)$ : (ref.12)

La probabilité cherchée peut s'écrire :

$$\mathcal{P}_N^M(p) = \sum_{k=p}^M \mathcal{P}_1^k \cdot \mathcal{P}_2^k \quad (\text{les } N \text{ détecteurs touchés par } k \gamma). \quad \mathcal{P}_2^k \quad (\text{les } k \text{ photons distribués dans } p \text{ compteurs}).$$

Le premier terme  $\mathcal{P}_1^k$  représente la probabilité que les  $N$  détecteurs enregistrent  $k$  photons et  $a$  pour valeur (cf. formule 6 avec  $\Omega = N\omega$ )

$$\mathcal{P}_1^k = \binom{M}{k} (N\omega)^k (1-N\omega)^{M-k}$$

Le second facteur  $\mathcal{P}_2^k$  représente la probabilité que les  $k$  photons détectés soient distribués sur  $p$  détecteurs touchés. Cette probabilité s'exprime en fonction de la formule de Stirling de 2<sup>ème</sup> espèce ; cette fonction  $\mathcal{J}_k(p)$  donne le nombre de manières dont les objets peuvent être distribués dans  $p$  cases, aucune de ces cases n'étant vide (ce qui suppose  $k > p$ ). Ce nombre vaut

$$\mathcal{J}_k(p) = \frac{1}{p!} \sum_{n=0}^p (-1)^{p-n} \binom{p}{n} n^k$$

On en déduit

$$\mathcal{P}_2 = \binom{N}{p} \frac{p! \mathcal{J}_k(p)}{N^k}$$

puisque en effet  $\binom{N}{p} p! \mathcal{J}_k(p)$  représente le nombre de façons de distribuer  $k$  objets dans  $p$  cases parmi  $N$  et que  $N^k$  représente le nombre total de manières de distribuer les objets dans  $N$  cases. On a donc

$$\mathcal{P}_N^M(p) = \sum_{k=p}^M \binom{M}{k} \omega^k (1-N\omega)^{M-k} \binom{N}{p} p! \mathcal{J}_k(p)$$

Or  $\mathcal{J}_k(p) = 0$  si  $k < p$ . De ce fait, la sommation ci-dessous peut être effectuée de 0 à  $M$

$$\text{soit } \mathcal{P}_N^M(p) = \sum_{k=0}^M \binom{M}{k} \omega^k (1-N\omega)^{M-k} \binom{N}{p} \sum_{n=0}^p (-1)^{p-n} \binom{p}{n} n^k$$

qui peut se réarranger comme suit

$$\mathcal{P}_N^M(p) = \binom{N}{p} \sum_{n=0}^p (-1)^{p-n} \binom{p}{n} \sum_{k=0}^M \binom{M}{k} (N\omega)^k (1-N\omega)^{M-k}$$

$$\boxed{\mathcal{P}_N^M(p) = \binom{N}{p} \sum_{n=0}^p (-1)^{p-n} \binom{p}{n} |1 - (N-n)\omega|^M} \quad (8)$$

### c. Quelques caractéristiques des détecteurs $4\pi$ modulaires :

- Dans la discussion précédente, la mesure de l'énergie totale  $\gamma$  et celle de la multiplicité font appel à des appareillages différents. De plus, les mesures d'énergie totale sont perturbées par la contribution des neutrons, difficiles à éliminer ; et les mesures déduites des filtres de multiplicité ne permettent d'atteindre que les premiers moments de la distribution de multiplicité (valeur moyenne  $\langle M \rangle$ , écart quadratique  $\sigma$  - et dans les meilleurs des cas, asymétrie de la distribution -). La génération des ensembles de détection actuellement réalisés permet d'effectuer simultanément les mesures d'énergie et de multiplicité, avec l'avantage primordial de permettre une analyse événement par événement. Une extrapolation de la discussion précédente dégage les principales caractéristiques d'un tel ensemble.
- Un tel appareillage doit comporter un matelas détecteur (épaisseur  $\sim 20$ cm avec du NaI) couvrant un angle solide aussi voisin que possible de  $4\pi$  Sr pour satisfaire aux exigences de mesure d'énergie totale. Afin de déterminer la multiplicité  $M$  avec une assez bonne résolution, il doit être morcelé en un nombre  $N$  de détecteurs jointifs tel que  $N \gg M$ . La solution adoptée consiste à morceler le matelas détecteur en une centaine de compteurs dont la face d'entrée est située à une vingtaine de cm de la cible. L'espace ainsi ménagé au centre du dispositif répond à un double objectif :
  - il offre la possibilité de discriminer par temps de vol les neutrons et les  $\gamma$
  - il permet de disposer dans ce volume des détecteurs sensibles aux particules chargées (jonctions, petites chambres à fils, ...).
- Optimisation du nombre de compteurs :
  - Les paramètres essentiels dont dépend la réponse du détecteur pour une multiplicité  $M$  sont ceux déjà vus (nombre  $N$  de compteurs ; efficacité  $\omega$ , que nous supposons la même pour tous). Mais la probabilité de diffusion ne peut être supposée nulle étant donné que les compteurs sont jointifs. Soit  $f$  la valeur de ce paramètre ( $f \sim 0,1$  pour des

compteurs d'un diamètre  $\sim 8$  à  $10$  cm et de  $\sim 15$  cm de longueur).

- Alors, la diffusion équivaut à un accroissement du nombre de photons, donc de la multiplicité apparente. Si on suppose une diffusion simple, la probabilité que  $i$  photons supplémentaires soient ainsi créés par diffusion est

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

On en déduit l'expression  $P_N^M(p)$  que  $p$  parmi  $N$  compteurs déclenchent quand  $f \neq 0$  :

$$P_N^M(p) = \sum_{i=0}^M \mathcal{P}_N^{M+i}(p) \cdot g_i$$

Compte tenu de la formule (8), cette probabilité se met sous la forme :

$$P_N^M(p) = \binom{N}{p} \sum_{n=0}^p (-1)^{n+p} \binom{n}{p} \{1 - (N-n)\omega | 1+f(1-(N-n)\omega)\}^M \quad (9)$$

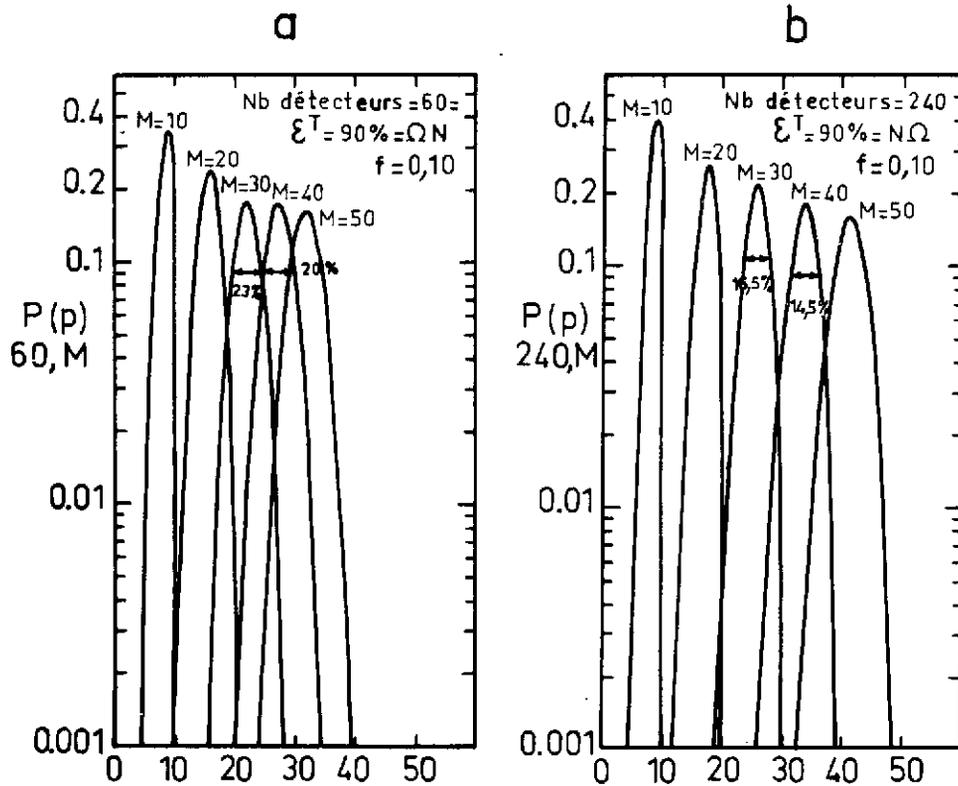


Fig. 11

La figure 11 donne la probabilité  $P(p)$  pour différentes valeurs de  $N$  (60 en a, 240 en b). Ces calculs supposent une efficacité totale  $N\omega = 0,9$  et une probabilité de diffusion  $f = 0,1$ . Ces courbes montrent que la solution comportant 60 compteurs ne permet pas d'obtenir une résolution de 20% sur  $M$  si  $M < 40$ .

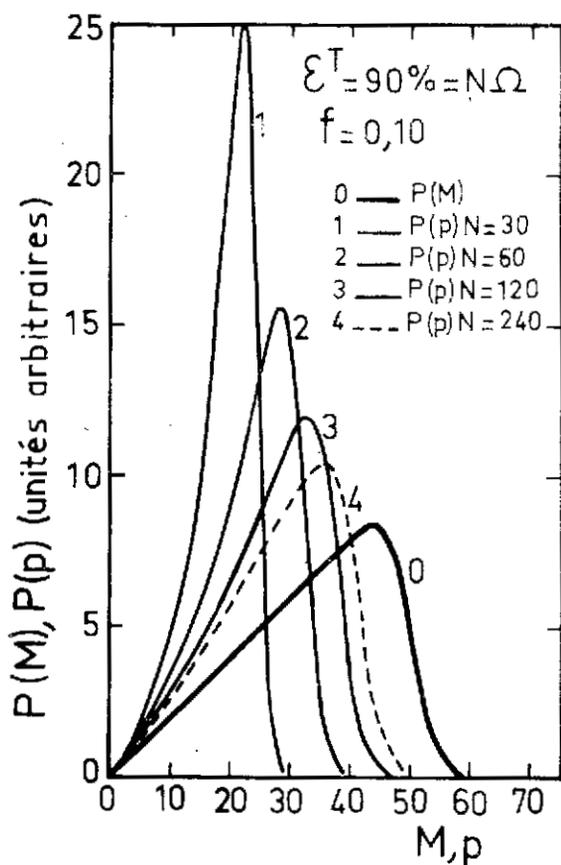


Fig. 12

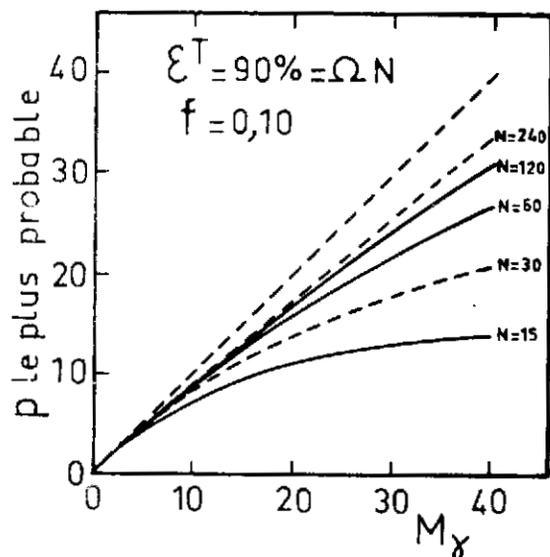


Fig. 13

La figure 12 montre comment varie, en fonction de  $M$  et pour différentes valeurs de  $N$ , la valeur la plus probable de  $p$ . La figure 13 représente la réponse du dispositif |distribution  $P(p)$ | pour un spectre de multiplicité donné (courbe 0 de la figure) et pour différentes valeurs de  $N$ . Ces deux figures montrent que l'amélioration des qualités du système est rapide pour  $N < 100$ , beaucoup plus lente ensuite. Un nombre de compteurs de l'ordre de la centaine constitue un bon compromis pour mesurer avec une résolution acceptable des multiplicités  $M \sim 30$  à  $40$ .

#### d. Caractéristiques des détecteurs modulaires $4\pi$ réalisés :

La figure 5 schématise le dispositif TESSA qui comporte un détecteur modulaire constitué de 62 compteurs hexagonaux de BGO. Deux ensembles plus performants, constitués de cristaux NaI prismatiques jointifs, sont en fonctionnement :

- la "boule de cristal" d'Heidelberg<sup>10,13</sup> comporte 162 compteurs formant un matelas détecteur de 20cm d'épaisseur dont la face d'entrée est située à 25cm de la cible. Le volume intérieur fournit la base nécessaire à la discrimination  $\gamma$ -n par temps de vol (résolution en temps : 2.8 ns avec tous les compteurs) et permet l'adjonction de détecteurs additionnels. La figure 14 montre la disposition d'une section de cet ensemble.

- Le "sélecteur de spin" d'Oak Ridge<sup>14,15</sup> comprend 72 cristaux couvrant un angle solide  $\frac{\Omega}{4\pi} = 0,968$ . Dans les deux ensembles, la géométrie est celle de pentagones entourés de compteurs hexagonaux. Les dimensions sont choisies de façon que tous

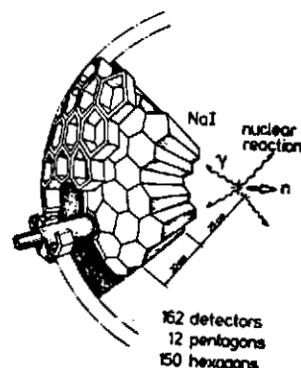


Fig. 14

les détecteurs présentent une efficacité aussi voisine que possible. Rappelons qu'un "chateau de cristal" français formé de 74 détecteurs BaF2 hexagonaux est en voie de réalisation (cf. exposé de J.P. Vivien).

### Calibration :

L'avantage essentiel de ces dispositifs est de permettre une étude relativement détaillée de chaque cascade événement par événement. Pour chacun d'eux on mesure le nombre de compteurs touchés (relié à la multiplicité); la hauteur du signal délivré par chaque détecteur (qui fournit l'information énergie) et le temps par rapport à la réaction. D'autres informations peuvent être déduites des corrélations  $\gamma$ - $\gamma$ , des distributions et corrélations angulaires des photons détectés. Les calculs présentés au paragraphe précédent reposent sur des hypothèses simplificatrices. Ils permettent seulement d'appréhender les propriétés moyennes de tels ensembles. Pour exploiter les mesures, et notamment pour passer des distributions brutes (nombre de compteurs touchés, hauteurs d'impulsions) à celles qui sont physiquement intéressantes (multiplicité, énergie), il importe de connaître les fonctions de réponse réelles du système. Ce type d'informations est illustré par les figures 15 et 16. Les données représentées sont relatives au dispositif d'Oak Ridge<sup>14</sup>, utilisé dans une configuration comportant 69 NaI (deux ont été retirés pour permettre le passage du faisceau, un troisième est remplacé par un Ge qui détecte les  $\gamma$  discrets). Cette configuration correspond à la géométrie d'une expérience dont les résultats sont présentés dans la 4ème partie. Ces courbes expérimentales sont obtenues en utilisant des sources émettant deux  $\gamma$  en coïncidence

(et seulement deux)  
(<sup>60</sup>Co, <sup>88</sup>Y...).

On exige que le Ge détecte un des deux photons par effet photoélectrique. Il ne reste qu'un seul photon susceptible d'interagir dans les détecteurs NaI.

- En considérant ces informations événement par événement, on établit l'efficacité du dispositif, illustrée fig. 15

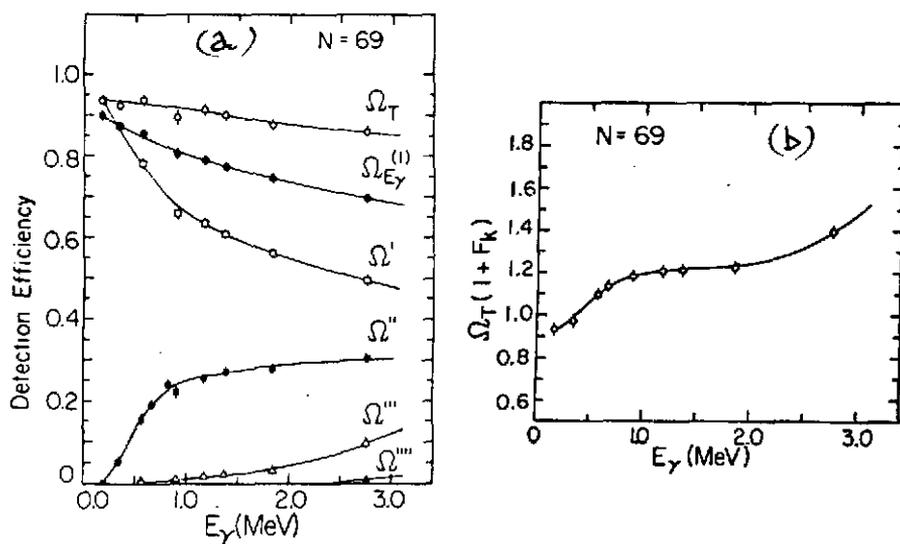


Fig. 15

$\Omega_{E_\gamma}$  représente en fonction de l'énergie la fraction de l'énergie totale recueillie dans les NaI. Les autres courbes de la figure 15a illustrent les probabilités de déclencher un seul compteur ( $\Omega^1$ ), deux ( $\Omega^2$ ), trois ( $\Omega^3$ ) ... La probabilité totale de déclenchement des NaI a pour valeur  $\Omega_T = \Omega^1 + \Omega^2 + \Omega^3 + \dots$ . La probabilité que se réalise une diffusion d'ordre  $i$  est caractérisée par le facteur de diffusion

$$F^{(i)} = \frac{\Omega^i}{\Omega_T} \quad (\text{avec } \Omega^i = \Omega^2 \text{ ou } \Omega^3 \dots \text{ quand } i = 1 \text{ ou } 2, \dots)$$

Le nombre  $F_k$  de photons créés par diffusion est en moyenne

$$F_k = F'' + 2F''' + 3F'''' + \dots$$

Il en résulte l'efficacité totale de déclenchement  $\Omega_T(1+F_k)$  dont la figure 15b représente la variation en fonction de l'énergie des photons. Cette grandeur devient supérieure à l'unité dès que la probabilité de diffusion est notable ( $E_\gamma \gtrsim 400$  KeV) et reste à peu près indépendante de l'énergie dans l'intervalle  $1\text{MeV} \lesssim E_\gamma \lesssim 2\text{MeV}$ .

La réponse des 69 détecteurs NaI à une cascade de M photons peut être aisément simulée à partir des mesures précédemment discutées : on analyse alors les informations en les considérant par groupes de M événements. On obtient alors les fonctions de réponse montrées en haut de la figure 16. Celle de

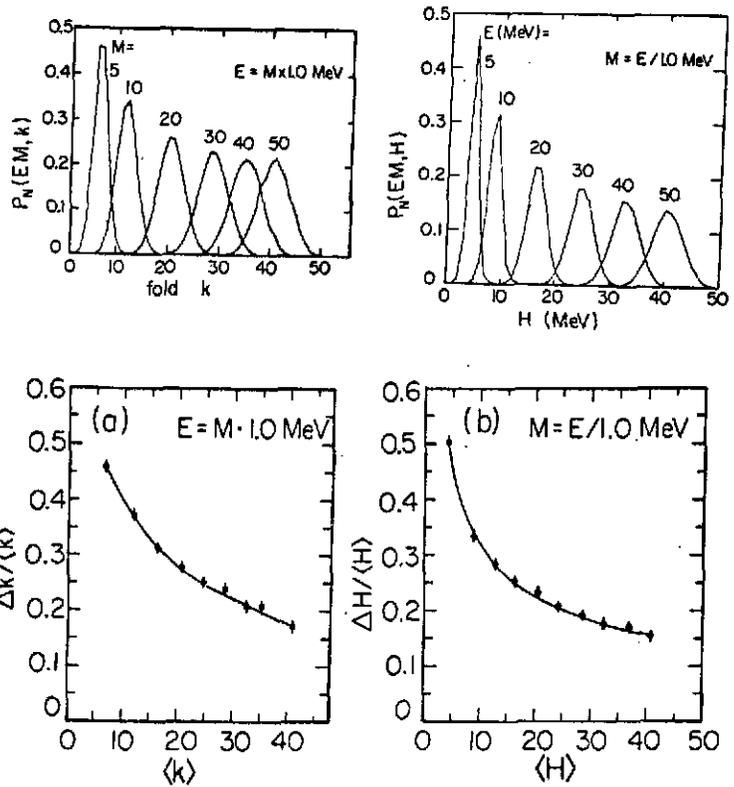


Fig. 16

droite correspond à la distribution en énergie, celle de gauche donne la distribution du nombre de compteurs touchés ("fold" k). On constate que la valeur moyenne de k est supérieure à M pour les plus faibles valeurs de M : ceci résulte de  $\Omega_T(I + F_k) > 1$  ; par contre  $\langle k \rangle < M$  pour de grandes multiplicités : dans ce cas, plusieurs photons peuvent interagir dans le même compteur. Les deux effets se compensent pour  $M \sim 20$ . Les résolutions en multiplicité et en énergie sont illustrées par les courbes du bas de la figure 16.

La figure 17 compare les variations, en fonction de l'énergie des photons, de l'efficacité totale de déclenchement ( $\Omega_T$ ) et de la fraction d'énergie recueillie ( $\epsilon_T$ ) pour les trois ensembles réalisés. La plus grande épaisseur des cristaux du système d'Heidelberg lui confère une efficacité un peu supérieure à celui d'Oak Ridge (20cm et 17,8cm respectivement). Le plus grand nombre de cristaux offre une meilleure résolution en multiplicité. Les compteurs BGO de TESSA constituent un détecteur  $4\pi$  moins performant. Ils permettent néanmoins un filtrage en énergie totale et en multiplicité qui s'ajoute aux remarquables possibilités des six Ge et anti-Compton de l'installation.

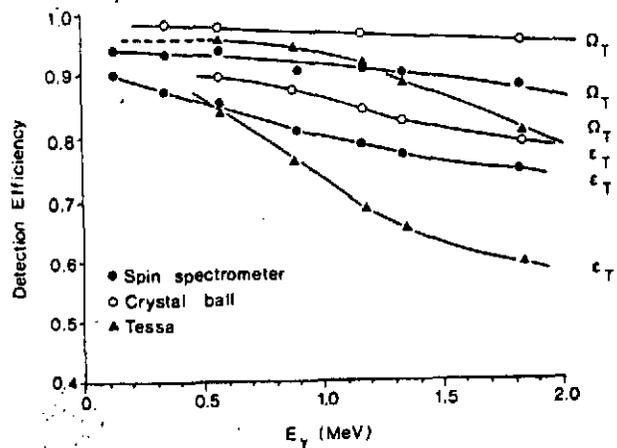


Fig. 17

#### II.4 : Corrélations en énergie $\gamma-\gamma$ :

Les corrélations en énergie  $\gamma-\gamma$  constituent une technique récente<sup>16</sup> qui permet d'étudier les spectres (discrets ou continus) et d'appréhender certaines propriétés nucléaires (mise en évidence de comportement rotationnel ; mesure de moment d'inertie ; croisement de bandes).

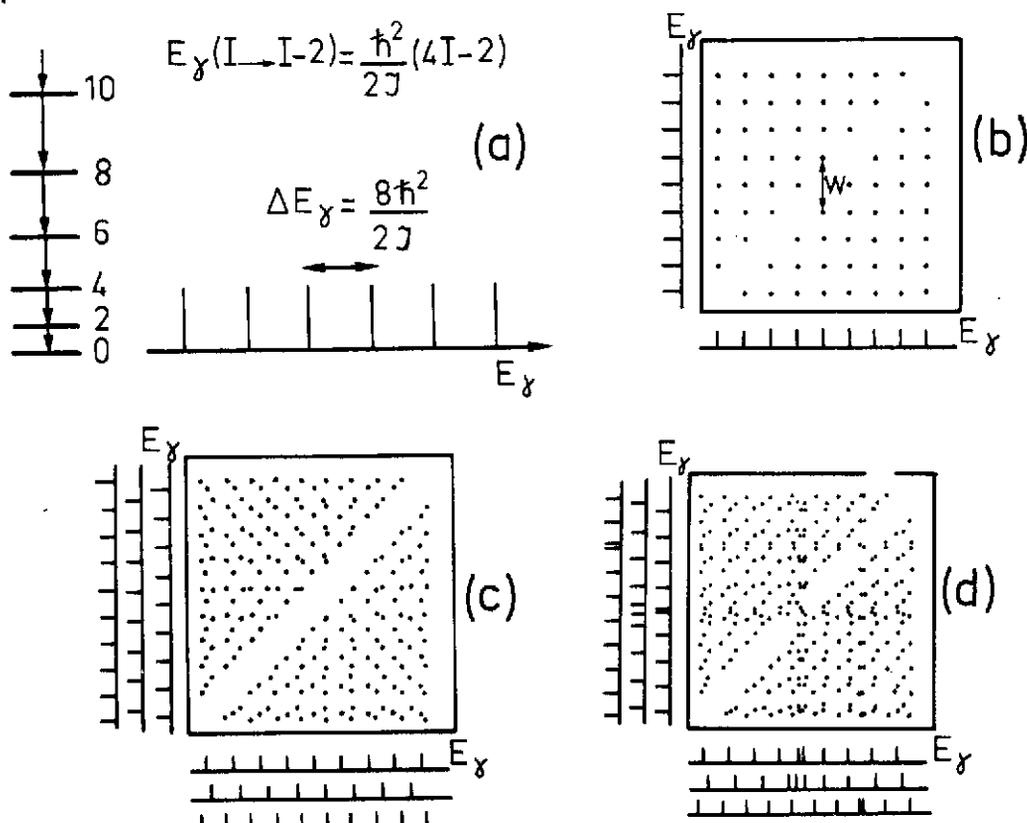


Fig.18

La figure 18 en illustre le principe : supposons que la cascade  $\gamma$  s'effectue au sein d'une seule bande rotationnelle comportant des transitions  $\Delta I = 2$ , caractérisée par le moment d'inertie  $J$ . L'énergie des niveaux est donnée par la formule (4). Celle des transitions  $\gamma$  est alors une fonction linéaire de  $I$  (fig.18a). Si on réalise une expérience de coïncidences  $\gamma-\gamma$ , chaque raie est en coïncidence avec les autres, mais pas avec elle-même. Ceci conduit à une répartition des événements telle que le montre la fig.18b où seule la diagonale est vide. La largeur de l'intervalle vide a pour valeur

$$W = 2\Delta E_\gamma = \frac{16\hbar^2}{2J} \quad (10)$$

On voit ainsi que la mesure de la largeur de la "vallée" vide de coïncidences permet d'accéder au moment d'inertie. La figure 18c simule une situation qui met en jeu plusieurs bandes parallèles de désexcitation, avec un moment d'inertie qui varie légèrement d'une bande à l'autre. Si la figure est brouillée en dehors de la vallée, celle-ci subsiste et on peut mesurer un moment d'inertie moyen. La figure 18d schématise plusieurs bandes parallèles avec des irrégularités dans ces bandes. Ces irrégularités se traduisent par la présence de "ponts", liés à la présence de coïncidences sur la diagonale. Le back-bending, qui correspond à de telles irrégularités, est dû au croisement de deux bandes. La forme du pont qui lui est associé dépend de la valeur de l'élément de matrice d'interaction entre les deux bandes.

Le principe de telles mesures apparaît donc très simple. Leur mise en oeuvre se trouve compliquée par la réponse du détecteur. Les schémas de la figure 18 supposent qu'à

une énergie  $\gamma$  donnée, le détecteur répond par une fonction  $\delta$  : si il en est à peu près ainsi pour le pic photo-électrique, la présence du fond Compton introduit un fond d'évènements non-corrélés (coïncidences photo-pic  $\leftrightarrow$  fond Compton ou compton  $\leftrightarrow$  compton) qui peut masquer les évènements corrélés utiles (coïncidences photo-pic  $\leftrightarrow$  photo-pic). La présence des  $\gamma$  statistiques (voir figure 4) complique encore la figure. Pour donner un ordre de grandeur, avec des détecteurs NaI dont l'efficacité photo-électrique atteint 50%, on obtient 25% d'évènements corrélés pour 75% de non corrélés ; avec des Ge d'efficacité photo-électrique  $\sim$  15%, seulement  $\sim$  2% des coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  correspondent à des évènements corrélés.

Un traitement des matrices de coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  s'avère nécessaire pour éliminer statistiquement les évènements non-corrélés. Deux méthodes sont mises en oeuvre :

- La plus simple<sup>16</sup> calcule dans chaque canal un nombre moyen de coïncidences non corrélées qui est soustrait au spectre brut. Pour une coïncidence donnée, la probabilité  $B_{(ij)}$  qu'elle appartienne au fond à soustraire se factorise selon

$$B_{(ij)} = P(i) \cdot P(j)$$

$P(i) | P(j)$  représente la probabilité que dans le spectre  $E1 | E2$  l'évènement appartienne lui-même au fond Compton. L'hypothèse utilisée est que cette probabilité est mesurée par le rapport

$$P(i) = \frac{\sum_j n_{ij}}{\sum_j n_{ij}}$$

où le numérateur mesure le contenu du canal  $i$  dans le spectre  $E1$  ; le dénominateur correspond à la totalité des évènements de ce spectre (et de la matrice).

Le nombre d'évènements non corrélés de la case  $ij$  a alors pour valeur

$$n_{ij}^f = \left( \sum_j n_{ij} \right) \left( \frac{\sum_j n_{ij}}{\sum_j n_{ij}} \right) \left( \frac{\sum_i n_{ij}}{\sum_i n_{ij}} \right) = \frac{\sum_j n_{ij} \sum_i n_{ij}}{\sum_j n_{ij}}$$

et le nombre corrigé, qui correspond aux évènements corrélés, devient

$$n_{ij}^c = n_{ij} - n_{ij}^f$$

Cette méthode est donc facile à mettre en oeuvre. Elle surestime quelque peu le fond retranché et peut engendrer des distorsions systématiques à grande énergie<sup>17</sup>. Mais elle permet de mettre en évidence les caractéristiques essentielles.

- La déconvolution des spectres prend en compte la fonction de réponse de chacun des détecteurs. Cette technique est bien maîtrisée et largement utilisée pour les spectres unidimensionnels. On sait maintenant l'étendre aux coïncidences bi-dimensionnelles  $\gamma$ - $\gamma$  et cette méthode, plus satisfaisante en principe, est parfois employée<sup>18</sup>. Elle nécessite des temps de calcul assez longs, ainsi qu'une bonne statistique, ce qui peut constituer une limitation. La figure 20a montre la matrice des corrélations  $\gamma$ - $\gamma$  associées à la désexcitation de l'isotope  $^{144}\text{Gd}$  formé par la réaction  $^{120}\text{Sn}(^{28}\text{Si}, 4n)$ , après

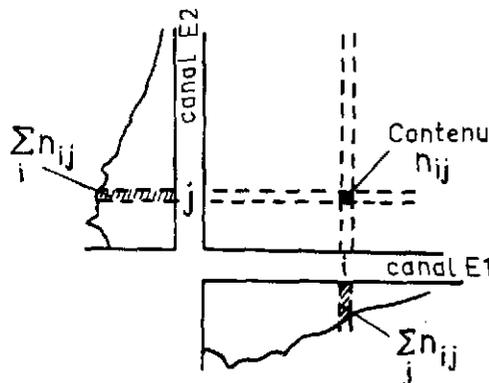
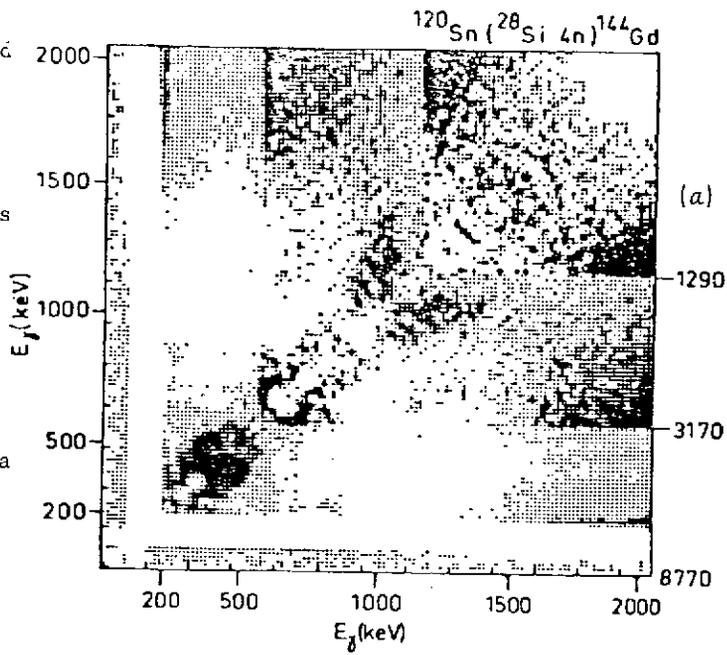


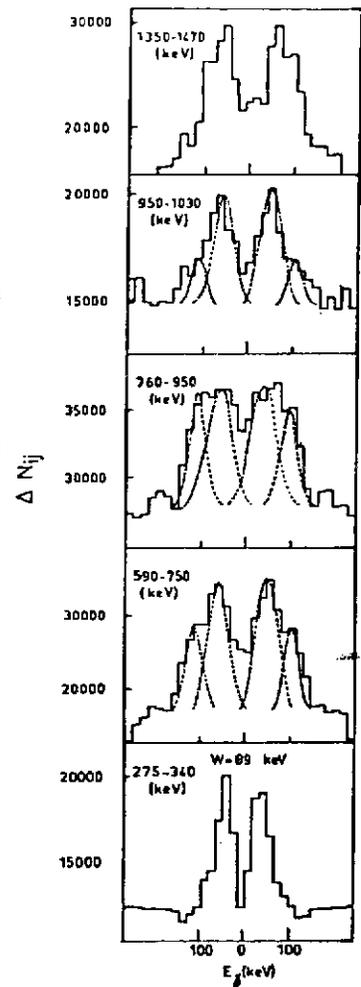
Fig. 19

déconvolution et minimalisation du fond dû aux  $\gamma$  statistiques<sup>19</sup>. Quelques coupes effectuées dans ce spectre perpendiculairement à la diagonale sont montrées fig.20b. De la variation de la largeur de la vallée on peut déduire comment évolue le moment d'inertie et relier ces variations à des changements de forme du noyau en fonction du spin.



(a)

Fig. 20



(b)

3ème PARTIE : ROTATIONS COLLECTIVE ET NON COLLECTIVE :

III.1 : Généralités :

La rotation permet d'expliquer comment le noyau peut acquérir un moment angulaire important. Cependant, situations peuvent se présenter. Deux exemples typiques sont schématisés sur les figures 21 et 22.

- La figure 21a montre la ligne yrast de l'isotope  $^{158}_{66}\text{Dy}$ , connu pour être à bas spin un exemple de noyau rotationnel. Des expériences d'excitation coulombienne ainsi que des mesures de vies moyennes associées aux réactions (Ions lourds, xn) ont permis d'établir cette ligne yrast et de

mesurer la vie moyenne des niveaux impliqués<sup>2</sup>.

On constate l'allure régulière de la ligne yrast, ainsi que la variation monotone des vies moyennes, dont les valeurs révèlent le caractère collectif des transitions concernées. Cet ensemble

de données s'interprète simplement comme une rotation d'ensemble d'un noyau ellipsoïdal autour d'un axe perpendiculaire à son axe de symétrie (Fig.22a). Cet isotope fournit un exemple de rotation collective.

- Sur la figure 21b est tracée la ligne yrast du noyau  $^{154}_{68}\text{Er}$ . Le nombre de neutrons voisin de 82 confère aux premiers niveaux de cet isotope un

caractère vibrationnel. La cascade yrast, prolongée jusqu'au moment angulaire  $28\hbar$ , est irrégulière. Des mesures de vies moyennes<sup>20</sup> révèlent la présence d'isomères. Ce noyau fournit un exemple de rotation non collective. La figure 22b illustre l'interprétation de ce mouvement : le moment angulaire global résulte de l'alignement du moment angulaire individuel de quelques nucléons.

Ce sont là deux cas extrêmes. Dans le cas le plus général, un état nucléaire donné est caractérisé par un ensemble de nombres quantiques. Le moment angulaire du noyau comporte une contribution collective R et une composante j résultant du couplage du spin de quelques nucléons (figure 23). Cette image revient à considérer le noyau comme un coeur autour duquel gravitent quelques nucléons. La figure 24 illustre deux situations. On conçoit que la vitesse de rotation est susceptible de modifier ce couplage, et donc d'entraîner des modifications des propriétés du noyau. Ce sont notamment les forces d'entraînement et de Coriolis qui, en perturbant l'alignement des particules, sont responsables de ces phénomènes.

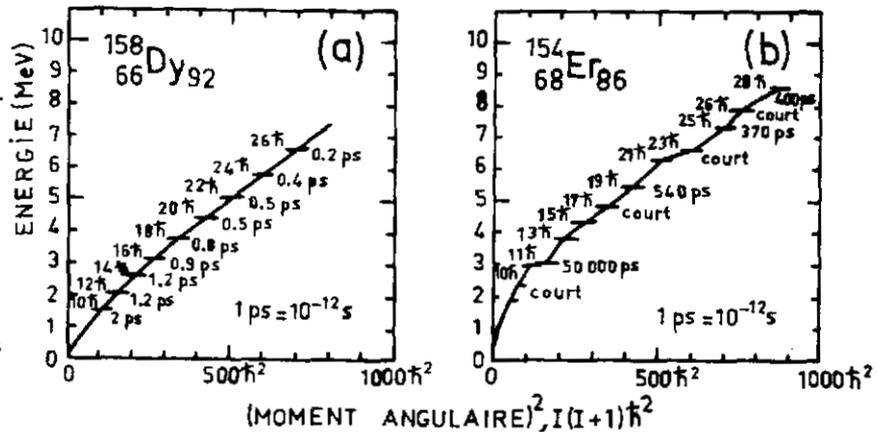


Fig. 21

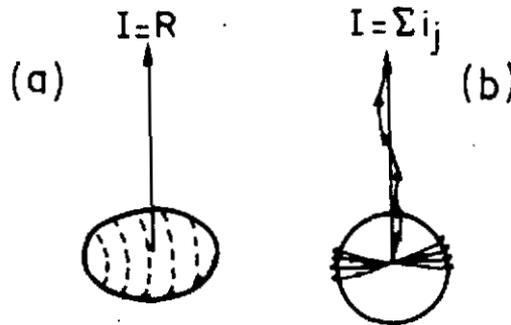


Fig.22

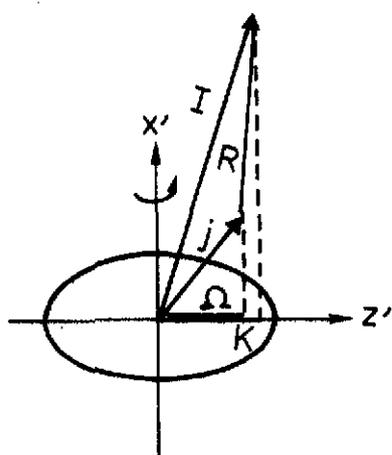
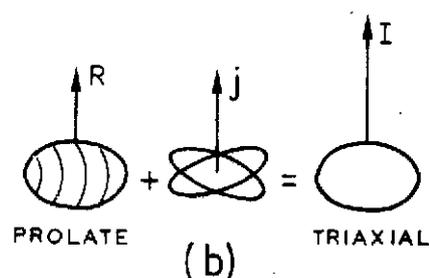
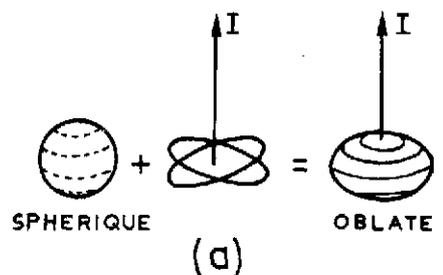


Fig. 23

Fig. 24



### III.2 : Rotation non collective :

La ligne yrast de  $^{154}\text{Er}$  en fournit un exemple. Un comportement similaire est observé pour plusieurs isotopes des terres rares de transition (l'un des plus étudiés<sup>21</sup> est  $^{152}\text{Dy}$ ) et de la région du plomb, comme  $^{205}\text{Pb}$  (ref.22) ou  $^{212}\text{Rn}$  (ref.23,24). La forme de ces lignes yrast est bien reproduite par des calculs du type modèle en couches utilisant différentes interactions résiduelles dans la région du plomb<sup>25,26</sup>. Pour les noyaux des terres rares, des calculs exploitant le modèle de particules indépendantes dans un potentiel déformé en rotation (modèle du cranking) fournit un excellent accord avec l'expérience<sup>27</sup>.

Trois types d'arguments confortent l'image de la figure 22b d'un noyau légèrement aplati et dont le moment angulaire est colinéaire à l'axe de symétrie :

- un diagramme représentant l'énergie d'excitation  $E^*$  des états yrast de spin  $I$  en fonction de  $I(I+1)$  montre (pour  $I \gtrsim 14$ ) un comportement moyen à peu près linéaire. La figure 25 illustre cet aspect pour  $^{154}\text{Er}$ . On peut alors, exploitant la formule (4), déduire de la pente de cette droite un moment d'inertie effectif. Les valeurs ainsi obtenues sont un peu supérieures (10 à 20%) aux valeurs attendues pour une sphère rigide de même masse, et s'accordent avec celles qu'on peut estimer pour un noyau oblate.

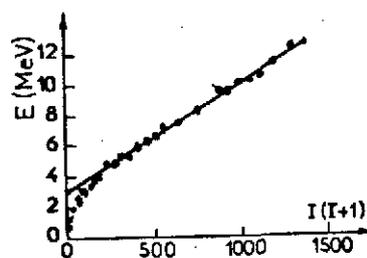


Fig. 25

Une telle dépendance en  $I(I+1)$  peut s'expliquer assez simplement<sup>28</sup>, en considérant que la ligne yrast résulte du couplage de plusieurs états individuels, en absence de corrélation de paires. Le nombre d'états de quasi particules nécessaire pour construire un niveau de spin  $I$  augmente en moyenne linéairement avec  $I$ ; l'énergie de ces états croît proportionnellement à leur nombre, en raison du principe d'exclusion de Pauli : l'énergie d'excitation résultante du niveau de spin  $I$  croît alors comme  $I^2$ .

- La ligne yrast de tels noyaux comporte des isomères qui se prêtent à la détermination de leur moment magnétique. De telles mesures permettent de cerner les configurations principales constituant la fonction d'onde de ces états, et donc les orbitales dont le

couplage du moment angulaire rend compte du spin de l'isomère (voir tableau II).

- La figure 24 indique que le moment angulaire, dans cette rotation non collective, provient de l'alignement du spin des nucléons hors du coeur le long de l'axe de symétrie du noyau : il en résulte une accumulation de particules dans le plan équatorial, en nombre croissant avec I. La conséquence doit en être une déformation qui augmente avec le spin. Une mesure du moment quadrupolaire fournirait un contrôle direct à cet effet. De telles mesures s'avèrent difficiles, et rares sont les

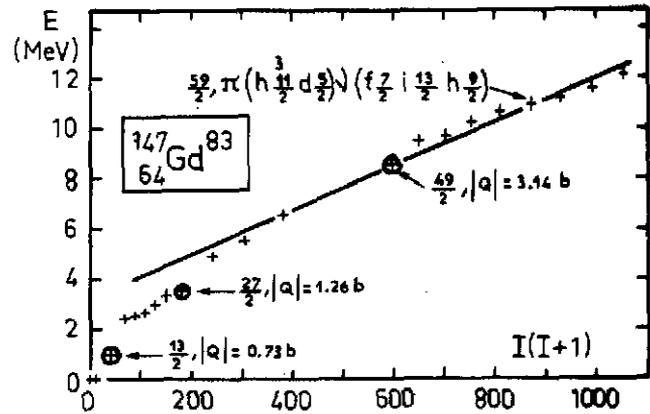


Fig. 26

situations favorables. Le tableau II et la figure 26 présentent les résultats de la seule mesure de ce type effectuée<sup>29</sup>, relative à l'isotope  $^{147}\text{Gd}$ . Les noyaux produits par la réaction  $^{124}\text{Sn}(^{28}\text{Si}, 5n)$ , sont implantés dans un cristal de Gd. La configuration  $8s_{7/2}$  de l'état fondamental de l'atome entraîne une interaction hyperfine assez faible et des temps de relaxation grands ( $\sim 1\mu\text{S}$ ). Ceci rend possible l'observation des interactions quadrupolaires statiques des isomères. Leur moment quadrupolaire a été mesuré en exploitant la méthode des distributions angulaires perturbées<sup>30</sup>. Les valeurs obtenues fournissent une observation directe de l'accroissement de la déformation avec le nombre de nucléons de valence.

I $\pi$	$T_{1/2}$ (ns)	Configuration	$ Q _{\text{barn}}$
$\frac{13}{2} +$	22	$ui-\frac{13}{2}$ (et $3^- \otimes uf7/2$ )	$0.73 \pm 0.07$
$\frac{27}{2} -$	27	$(\pi h \frac{11}{2})^2$ uf $\frac{7}{2}$	$1.26 \pm 0.08$
$\frac{49}{2} +$	510	$(\pi h \frac{11}{2})^2$ uf $\frac{7}{2}$ i $\frac{13}{2}$ h $\frac{9}{2}$	$3.14 \pm 0.017$

Tableau II

### III.3 Rotation collective :

#### a) Moment d'inertie :

Le moment d'inertie s'introduit naturellement dans un mouvement de rotation collective, pour mesurer le moment cinétique J et l'énergie cinétique E. Rappelons les formules bien connues de la mécanique classique

$$J = \mathcal{J} \omega \quad (11a)$$

$$E = \frac{1}{2} \mathcal{J} \omega^2 = \frac{J^2}{2 \mathcal{J}} \quad (11b)$$

$\omega$  est la vitesse de rotation, conjuguée canonique du moment cinétique. Elle est reliée aux autres grandeurs par

$$\omega = \frac{J}{\mathcal{J}} = \frac{dE}{dJ} \quad (12)$$

Transposé au noyau, le moment d'inertie doit rendre compte de la rotation collective. Mais sa valeur reflète aussi les propriétés intrinsèques de l'isotope considéré (pairing ; couplage coeur-particule ...).

#### b) Moment d'inertie effectif et back-bending :

Pour un noyau pair-pair rigide ayant une forme d'équilibre déterminée, l'énergie de rotation de la bande fondamentale est donnée par la formule (4) qui constitue l'équivalent quantique de (11b). Nous l'écrivons

$$E_{\text{rot}} = \frac{\pi^2}{2\mathcal{J}_{\text{ef}}} I(I+1) \quad (13)$$

Cette formule définit le moment d'inertie effectif  $\mathcal{J}_{\text{ef}}$ . Il dépend de la forme d'équilibre du noyau ; celle-ci influence donc la rotation. La figure 27 montre l'allure de la bande fondamentale (dans

le plan  $E, I$ ) pour un noyau rigide de déformation  $\gamma$  nulle tournant autour d'un axe principal d'inertie<sup>31</sup>. Cette figure

montre que la situation la plus favorable correspond à un noyau aplati tournant autour de son axe de symétrie. Cependant, la mécanique quantique interdit la rotation autour d'un axe de symétrie, rotation qui laisse le noyau

identique à lui-même. Seule, la

rotation non collective peut intervenir autour d'un axe de symétrie.

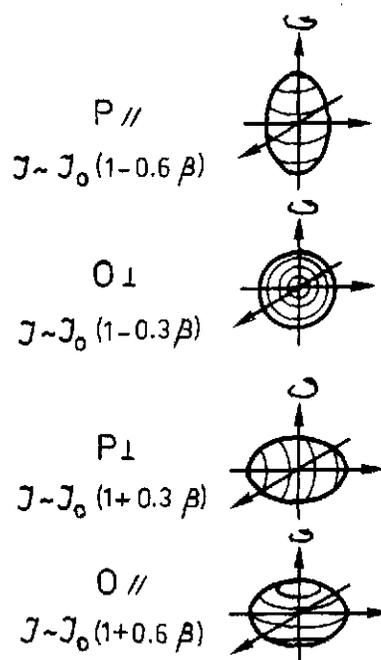
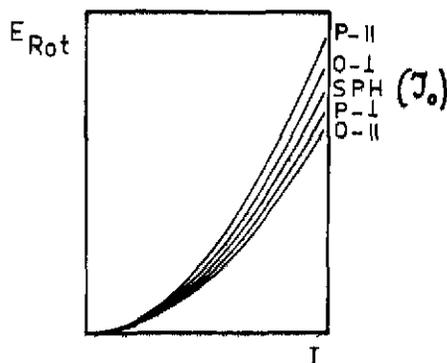


Fig. 27 : Energie de rotation pour un noyau de masse donnée et pour différentes formes d'équilibre à symétrie axiale.

La figure 22 schématisait deux cas typiques, où le moment angulaire est interprété en termes de rotations collective et non collective. Mais en général ces excitations collective et non collective interagissent dans le noyau ; et l'étude des niveaux de haut spin offre précisément la possibilité d'étudier cette interaction. L'exemple le plus simple est fourni par le "back-bending" bien connu<sup>32</sup>, présenté par de nombreux noyaux rotationnels. La figure 28 représente la cascade yrast et le moment d'inertie effectif en fonction de la fréquence de rotation pour le noyau  $^{160}\text{Yb}$  (bande fondamentale<sup>18</sup>). Conformément à la formule (13), les quantités représentées sur cette figure sont obtenues selon

les formules

$$\left. \begin{aligned} \frac{2J_{\text{ef}}}{\hbar^2} &= \frac{\Delta |I(I+1)|}{\Delta E} = \frac{4I - 2}{E\gamma} \\ \hbar\omega &= \frac{\Delta E}{\Delta \sqrt{I(I+1)}} \sim \frac{\Delta E}{\Delta I} = \frac{E\gamma}{2} \end{aligned} \right\} (14)$$

Le moment d'inertie de cet isotope à bas spin est nettement inférieur à celui d'un corps rigide. L'explication de cette différence réside dans l'appariement des nucléons. Ces corrélations de paires introduisent de fortes composantes irrotationnelles au sein du noyau, ce qui réduit fortement son moment d'inertie.

Quand la vitesse de rotation augmente, la variation du moment d'inertie résulte de la

compétition entre forces d'appariement et force de Coriolis. La légère augmentation de  $J_{\text{ef}}$  (jusqu'au spin 10) traduit un affaiblissement progressif de ces effets irrotationnels.

Notons qu'il s'agit bien d'un accroissement de  $J_{\text{ef}}$  et non d'une perte de collectivité, puisque les probabilités réduites de transitions au sein de la cascade demeurent très accélérées et pratiquement inchangées (voir les vies moyennes mesurées dans  $^{158}\text{Dy}$ ). La

discontinuité apparaît lorsque la force de Coriolis brise une paire, les moments angulaires des deux particules s'alignant sur l'axe de rotation du noyau. On a alors couplage entre la bande fondamentale et la bande S construite sur l'état à deux quasi-particules (fig. 28a).

L'énergie d'excitation devient ensuite la somme de l'énergie d'un état à deux quasi-particules et d'une énergie de rotation (bande collective construite sur cet état). De

même le moment angulaire est dû en partie au moment des particules désappariées, et en partie à la rotation. La forme plus ou moins accentuée de la discontinuité dépend de la

contribution relative des effets collectifs et individuels. Le calcul de cet effet montre que les orbitales de grand moment angulaire sont les plus sensibles à ces forces de Corio-

lis. Sur la figure 28, deux discontinuités sont évidentes, aux fréquences respectives

$(\hbar\omega)^2 = 0.10$  et  $0.18$  MeV. La première est attribuée à l'état de neutron  $i - \frac{13}{2}$ , la seconde à l'état de proton  $h - \frac{11}{2}$ . On constate que la perte progressive d'appariement s'accompagne d'un accroissement du moment d'inertie qui se rapproche de la valeur d'un corps rigide.

### c) Moments d'inertie cinématique et dynamique : définitions.

Les irrégularités de la courbe présentée figure 28 font que le moment d'inertie ainsi obtenu n'est pas nécessairement représentatif d'une bande donnée. On est amené à définir deux moments d'inertie, que nous introduirons en supposant que la désexcitation s'effectue au sein d'une bande donnée.

Il convient d'abord de généraliser la vitesse de rotation au cas quantique (où cette grandeur n'est a priori pas définie). Par analogie avec (12), on la définit par

$$\hbar\omega = \frac{dE}{dI} \quad (15)$$

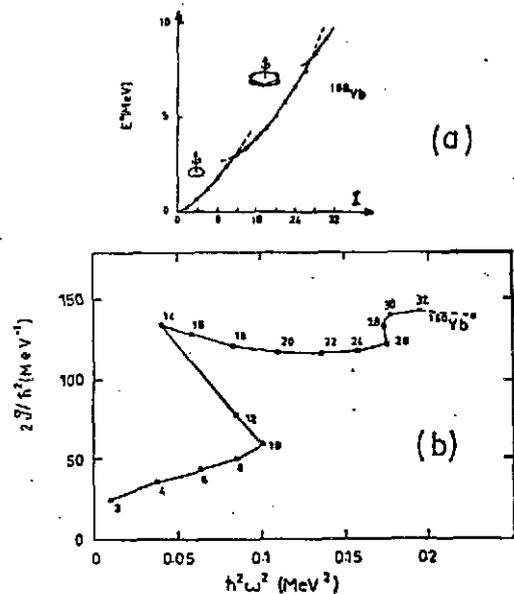


Fig. 28

où  $I$  est le nombre quantique de spin. Ainsi, au sein d'une bande comprenant des transitions quadrupolaires en cascade,  $\hbar\omega = \frac{E\gamma}{2}$  ; et on a  $\hbar\omega = E\gamma$  s'il s'agit de transitions dipolaires en cascade.

Le moment d'inertie cinématique  $\mathcal{J}^{(1)}$  est défini par la formule équivalente à (11a) dans le cas classique, soit

$$\mathcal{J}^{(1)} = \frac{I}{\hbar\omega} = I \left( \frac{dE}{dI} \right)^{-1} \quad (16)$$

E mesure l'énergie d'excitation du niveau de spin  $I$ . L'indice (1) rappelle que ce moment d'inertie est relié à la dérivée première de l'énergie par rapport au spin. Dans le diagramme  $(E, I)$ , il est relié à la pente de la bande, et renseigne donc sur son allure générale. Ce moment d'inertie ne renseigne pas sur la réponse du rotor à un couple extérieur. Un tel couple produit une variation de l'énergie, du moment cinétique et de la vitesse de rotation. Le moment d'inertie associé  $\mathcal{J}^{(2)}$  s'obtient en différentiant (11a), soit

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{dI}{d(\hbar\omega)} \quad (17)$$

Compte tenu de (15), il vient :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \left( \frac{d^2 E}{dI^2} \right)^{-1} \quad (18)$$

Cette formulation montre que le moment d'inertie dynamique<sup>28,33</sup> est relié à la courbure de la ligne représentative de la cascade dans le plan  $(E, I)$ .

Il résulte de ces définitions que

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{d}{d(\hbar\omega)} |\hbar\omega \cdot \mathcal{J}^{(1)}|$$

soit

$$\mathcal{J}^{(2)} = \mathcal{J}^{(1)} + \hbar\omega \cdot \frac{d\mathcal{J}^{(1)}}{d(\hbar\omega)} \quad (19)$$

Quelques cas particuliers :

- La formule (19) montre que  $\mathcal{J}^{(1)} = \mathcal{J}^{(2)}$  si  
 $\omega = 0$  (pas de rotation)

$$\frac{d\mathcal{J}^{(1)}}{d\omega} = 0 \quad (\text{solide rigide})$$

- Dans le cadre du modèle du cranking, une extension du calcul du moment d'inertie cinématique, qui prend en compte les termes d'ordre supérieur en  $\omega$ , conduit à une forme quadratique<sup>34</sup> :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \mathcal{J}_0 + \mathcal{J}_1 \cdot \omega^2$$

où  $\mathcal{J}_0$  et  $\mathcal{J}_1$  sont deux paramètres. Portée dans (19), cette loi conduit à :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \mathcal{J}_0 + 3 \omega^2 \mathcal{J}_1 \quad (20)$$

Remarque :

Cette nécessité d'introduire deux moments d'inertie est à rapprocher de la situation rencontrée en physique du solide<sup>35</sup>. La masse effective d'un électron qui se déplace dans un réseau met en jeu les dérivées de l'énergie par rapport au nombre d'onde. Deux masses effectives sont introduites, qui peuvent différer :

- la dérivée première est prise en compte lorsqu'on s'intéresse aux niveaux d'énergie et aux quantités qui y sont reliées (chaleurs spécifiques, paramagnétisme, ...).
- la masse reliée à la dérivée seconde est considérée lorsqu'est étudiée la réponse à une force extérieure (résonance cyclotron).

d) Détermination de  $J^{(1)}$  et  $J^{(2)}$  :

- Le moment d'inertie cinématique se déduit de la courbe  $E(I)$  compte tenu de (16). Dans une cascade de transitions données,  $dE$  mesure l'intervalle d'énergie entre deux niveaux successifs, soit  $E_\gamma$ . La figure 28 représente  $J^{(1)}$  ainsi obtenu. Le moment d'inertie cinématique peut être obtenu à partir des transitions discrètes du spectre  $\gamma$ , mais aussi à partir des transitions collectives constituant le continuum gamma (voir 4ème partie).
- Pour mesurer  $J^{(2)}$ , trois méthodes sont mises en oeuvre :

- Deux d'entr'elles exploitent l'énergie des raies  $\gamma$  du spectre. De la figure 29 on déduit

$$E_\gamma = \left( \frac{dE}{dI} \right) \cdot \Delta I$$

$$dE_\gamma = E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} = \frac{d^2E}{dI^2} \cdot (\Delta I)^2$$

soit

$$\frac{J^{(2)}}{\pi^2} = \frac{(\Delta I)^2}{\Delta E_\gamma} \quad (21)$$

avec  $\Delta I = 2$  s'il s'agit de transitions quadrupolaires alignées  
 1 " " " dipolaires "

Cette détermination peut être effectuée :

- + à partir des raies discrètes (cf. fig. 29)
- + à partir des mesures de corrélation  $\gamma$ - $\gamma$ . On a vu en effet que la largeur de la "vallée" a pour valeur  $W = 2 \cdot \Delta E_\gamma$ . On en déduit donc

$$\frac{J^{(2)}}{\pi^2} = \frac{8}{W} \quad \text{dans le cas de transitions quadrupolaires alignées}$$

$$= \frac{2}{W} \quad \text{" " " dipolaires "}$$

- La troisième s'appuie sur une analyse de la distribution spectrale des photons  $\gamma$ . Pour comprendre cette méthode, supposons que la partie du spectre  $\gamma$  considéré (partie hachurée de la figure 30) correspond à des transitions quadrupolaires alignées ( $\Delta I=2$ ) associées à une bande collective (encart de la figure 30). Supposons de plus qu'il n'existe aucune nourriture latérale des niveaux concernés. Le nombre  $\Delta n$  de photons associés à l'intervalle  $\Delta E_\gamma$  d'énergie des photons (ou encore la hauteur  $H = \frac{\Delta n}{\Delta E_\gamma}$  du spectre) satisfait alors à

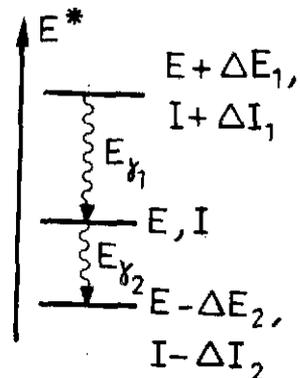


Fig. 29

$$H = \frac{\Delta n}{\Delta E_\gamma} = \frac{\Delta n}{\Delta I} \times \frac{\Delta I}{\Delta E_\gamma}$$

Or  $\Delta I = 2 \cdot \Delta n$  ( puisque le spectre est normalisé à la multiplicité de la cascade de déséxcitation) et compte tenu de (15)  $\frac{\Delta I}{\Delta E_\gamma} \sim \left( \frac{d^2 E}{dI^2} \right)^{-1}$ . On en déduit

$$H = \frac{J^{(2)}}{4\pi^2} \quad (22)$$

La hauteur du spectre  $\gamma$  (après soustraction du fond statistique) est directement proportionnelle à  $J^{(2)}$ .

Cette méthode s'avère assez délicate à utiliser, en raison de la nécessité de prendre en compte la nourriture latérale de chacun des niveaux mis en jeu. Une correction de cet effet <sup>36,37</sup> permet de mesurer  $J^{(2)}$  jusqu'à des fréquences de rotation  $\hbar \omega \sim 0.7$  MeV.

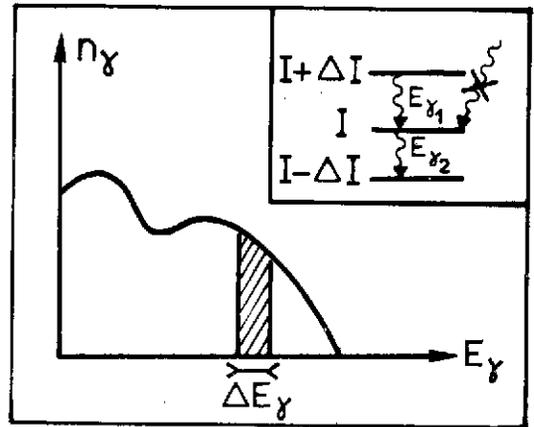


Fig.30 : Allure du spectre  $\gamma$  normalisé à la multiplicité après soustraction des  $\gamma$  statistiques.

e) Quelques exemples :

. La figure 31 regroupe quelques résultats relatifs au <sup>130</sup>Ce. Cet isotope a été formé par la réaction <sup>100</sup>Mo (<sup>34</sup>S, 4n). Les  $\gamma$  de déséxcitation du noyau composé sont étudiés à l'aide du dispositif TESSA <sup>5,38</sup>. Les détecteurs Ge munis d'anti-Compton permettent une étude détaillée des raies discrètes : ainsi, la bande construite sur l'état fondamental

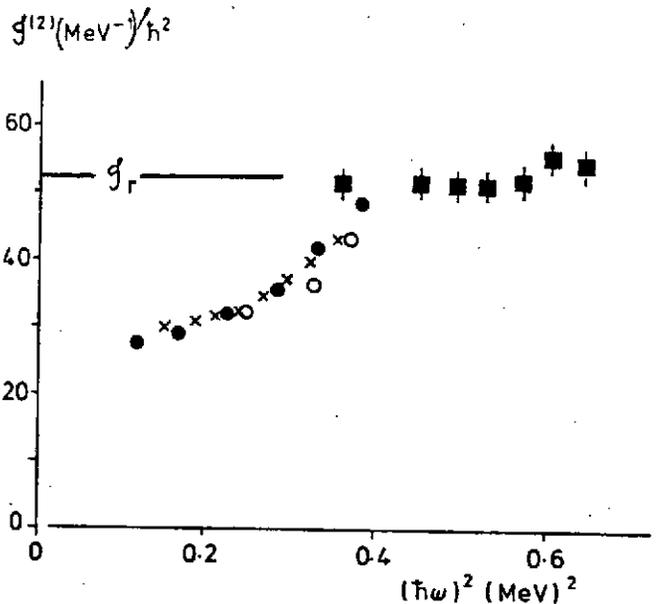
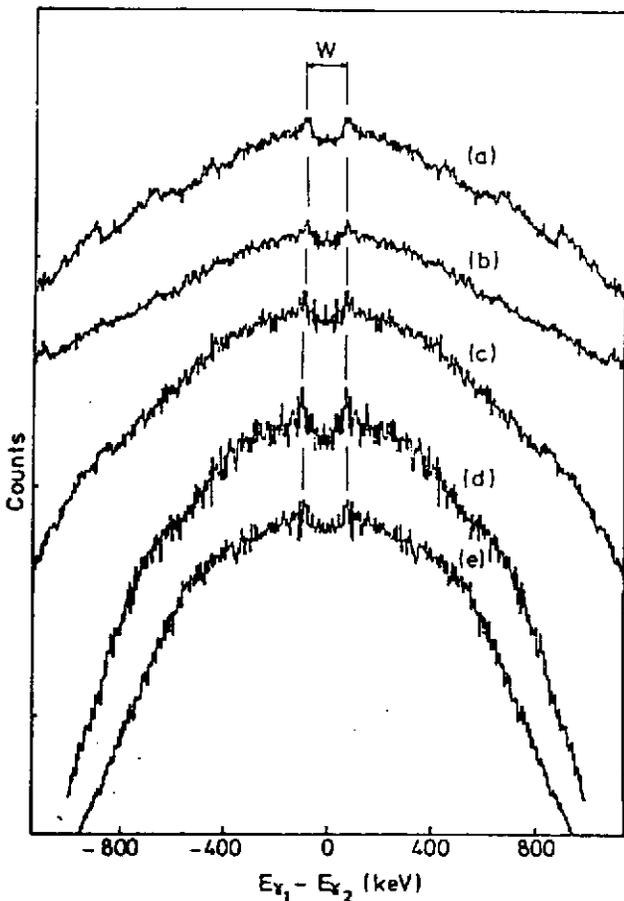


Fig. 31 : Sur la courbe de droite, les valeurs de  $J^{(2)}$  sont déduites des raies discrètes <sup>5</sup> de la bande  $\gamma$ -ray (x), de celles de la bande construite sur l'isomère (●) et de mesures de corrélations  $\gamma$ - $\gamma$  | o - ref.39 - et ■ - ref.5 - |.

a été établie jusqu'au spin  $26+$  et la bande latérale à parité négative prolongée jusqu'à l'état  $35-$ . La partie droite de la figure montre l'évolution du moment d'inertie  $\mathcal{J}^{(2)}$  en fonction de la fréquence de rotation. Les points noirs et les croix correspondent aux valeurs obtenues à partir des transitions discrètes. Les carrés représentent les moments d'inertie déduits de la matrice de corrélation  $\gamma-\gamma$ . La partie gauche de la figure montre les spectres qui ont fourni ces valeurs. Ces courbes correspondent à différentes coupes perpendiculaires, pour des tranches d'énergie de 100 KeV entre 1.000 et 1.500 KeV. Il convient de souligner qu'aucun des deux traitements visant à soustraire les événements non corrélés n'a été appliqué à la matrice : le rapport pic/compton obtenu grâce aux anti-compton permet de visualiser la vallée et de mesurer sa largeur sans correction aux données brutes. Le moment d'inertie  $\mathcal{J}^{(2)}$  ainsi mesuré croît progressivement avec la vitesse de rotation, puis demeure constant quand  $(\hbar\omega)^2 \gtrsim 0.35 \text{ MeV}^2$ . Il devient alors très voisin de la valeur  $\mathcal{J}_r$  portée sur la figure, et qui est celle d'un ellipsoïde rigide de même masse ayant un paramètre de déformation  $\mathcal{E}_2 = 0.25$ .

Les figures 32 et 33 illustrent deux types de variations de moments d'inertie en fonction de la vitesse de rotation, observées dans deux noyaux rotationnels,  $^{156}\text{Dy}$  et  $^{238}\text{U}$  respectivement. Des expériences de type (Ions Lourds, xn) pour le premier, et d'excitation coulombienne pour le second, ont permis de construire la ligne yrast jusqu'au spin  $\sim 30\hbar$ .

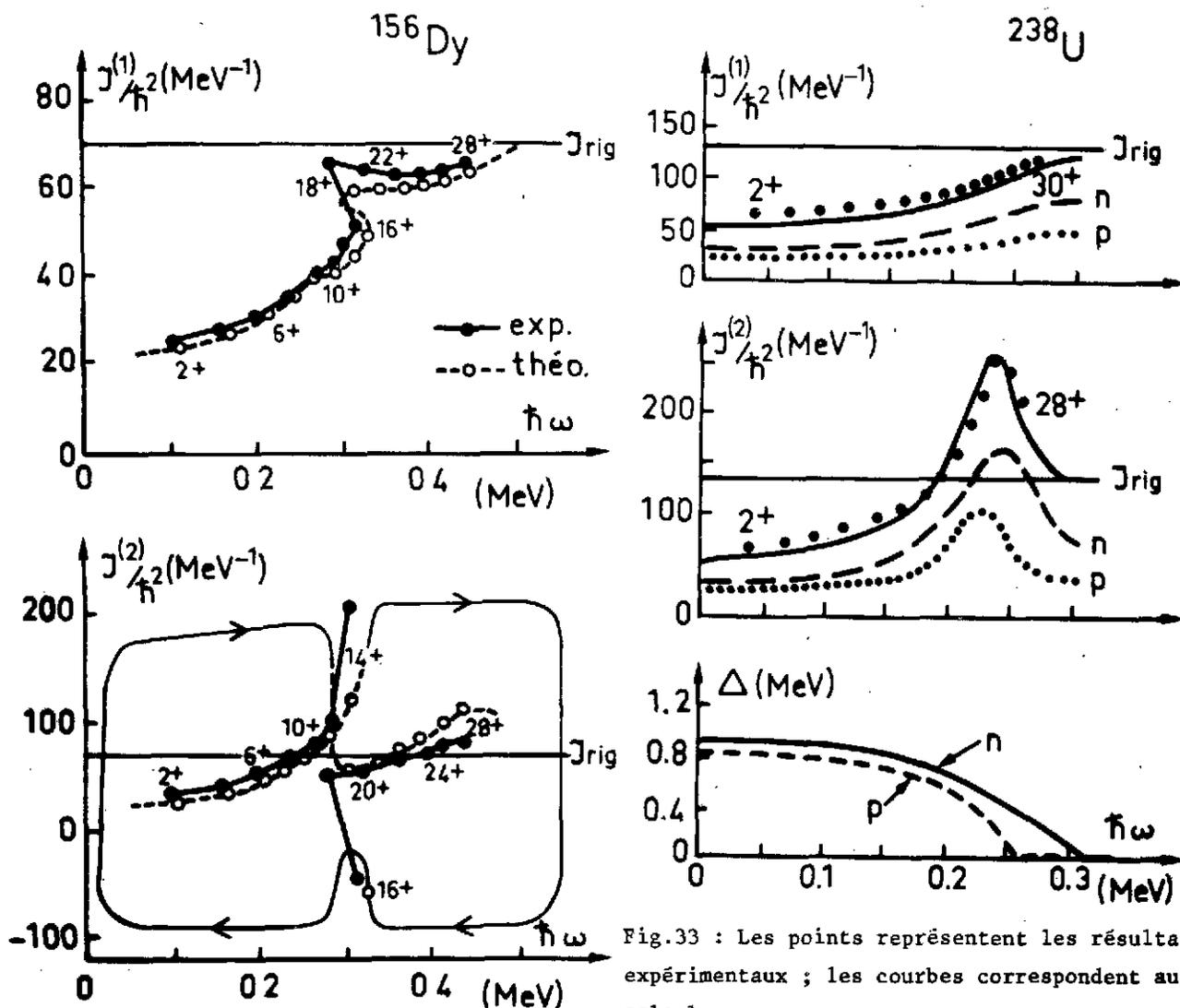


Fig. 32

Fig.33 : Les points représentent les résultats expérimentaux ; les courbes correspondent au calcul.

A l'aide des formules (14) et (21), il est donc possible d'en déduire les valeurs de  $J^{(1)}$  et  $J^{(2)}$ . Leur différence de comportement est frappante. Des discontinuités apparaissent pour le dysprosium: elles sont attribuées au découplage d'une paire de nucléons, ici deux neutrons dans l'orbitale de grand moment angulaire  $i \frac{13}{2}$  (phénomène de back-bending). Au contraire, la croissance de  $J^{(1)}$  est douce et régulière pour l'uranium.  $J^{(2)}$  croît plus rapidement et présente un maximum.  $J^{(1)}$  et  $J^{(2)}$  semblent tendre tous deux vers le moment d'inertie d'un solide rigide aux grandes vitesses de rotation.

Les résultats des calculs effectués dans le cadre du modèle du cranking sont représentés sur les figures 32 et 33. L'accord avec l'expérience est remarquable. La contribution des neutrons et des protons est montrée séparément sur la figure 33. Au bas de celle-ci sont aussi reportées les valeurs du pairing  $\Delta$  pour les deux types de nucléons. On constate que la variation de  $J^{(2)}$  est corrélée à la disparition du pairing. Pour cet isotope (et le même comportement est observé pour d'autres isotopes pairs déformés d'uranium), il n'y a pas une paire qui s'aligne soudainement; mais l'effet de plusieurs nucléons se conjugue pour provoquer un alignement progressif. Cet effet se justifie microscopiquement, car plusieurs états de particules (dont le routhian est calculé dans ce modèle par la méthode Hartree-Fock-Bogobyubov avec un potentiel de Saxon-Wood - voir exposé de Z. Szymanski -) se situent au voisinage de l'énergie de Fermi, aux fréquences de rotation considérées, et interviennent alors. Il n'en est pas de même pour plusieurs isotopes de terres rares, et notamment  $^{156}\text{Dy}$ . Dans ce cas, lorsque la fréquence de rotation croît, seul le routhian d'une orbitale  $vi \frac{13}{2}$  est abaissé vers le niveau de Fermi; ceci explique qu'une seule paire intervient dans l'alignement observé lors du back-bending.

### III.4 Alignement :

La figure 22 schématise deux mécanismes capables d'expliquer le spin d'un état donné. L'alignement du moment angulaire de quelques nucléons est susceptible de rendre compte de la ligne yrast de noyaux tels que  $^{154}\text{Er}$  jusqu'à des spins  $\sim 30\hbar$ . Pour des noyaux rotationnels, tels que  $^{158}\text{Dy}$  ou  $^{160}\text{Yb}$ , le mouvement de rotation collective constitue le processus dominant; mais il ne rend pas compte de la totalité du moment angulaire. Celui-ci comporte une composante "collective" et une composante d'"alignement".

Dans le cas d'isotopes présentant le phénomène de back-bending, cette dernière peut être mise en évidence par une analyse graphique simple, telle que le montre la figure 34, relative à  $^{160}\text{Yb}$ . La représentation choisie ici est celle du moment angulaire  $I$  en fonction de la fréquence de rotation  $\omega$ . Au sein d'une bande collective donnée,  $I$  est une fonction monotone légèrement croissante de  $\omega$ : on l'observe pour la bande fondamentale, quand les valeurs  $I$  sont comprises entre 2 et 10. La brusque augmentation observée pour  $\omega = 0.28 \text{ MeV}$  s'explique par l'alignement du moment angulaire de 2 particules. Ensuite ( $14 \lesssim I \lesssim 24$ ) on retrouve la lente variation associée à la bande S | construite sur l'état à deux quasi-particules ( $vi \frac{13}{2}$ )|. A la fréquence  $\omega = 0.42 \text{ MeV}$ , une seconde discontinuité traduit la brisure d'une deuxième paire.

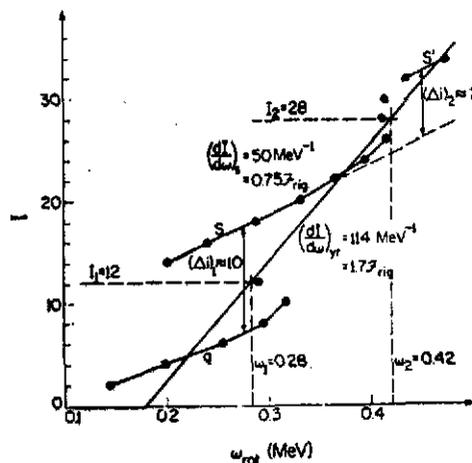


Fig. 34

La contribution  $i$  au moment angulaire provenant de l'alignement se mesure par la distance qui sépare les parties régulières de la courbe : ainsi,  $i = (\Delta i)_1 \approx 10\hbar$  pour  $14 < I < 26$  et  $i = (\Delta i)_1 + (\Delta i)_2 \approx 17\hbar$  pour  $I > 32$ .

Le moment angulaire aligné  $i$  peut être estimé dans le cadre du modèle du cranking<sup>41</sup>. La figure 23 rappelle le couplage des composantes alignée et collective du moment angulaire pour un noyau déformé. On peut en déduire la formule semi-classique

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

Compte-tenu de la définition du moment d'inertie cinématique, cette expression peut encore s'écrire

$$I_x = i + R = i + \mathcal{J}^{(1)} \cdot \omega$$

et, en adoptant pour  $\mathcal{J}^{(1)}$  la paramétrisation de Harris<sup>34</sup> [voir formule (20)]

$$I_x = i + \omega \mathcal{J}_0 + \omega^3 \mathcal{J}_1 \quad (23)$$

La formule (23) se prête à une confrontation avec l'expérience. Elle permet de calculer la contribution  $i$ . A cet effet,  $\mathcal{J}_0$  et  $\mathcal{J}_1$  sont considérés comme deux paramètres qui sont ajustés sur des états de référence. Leur choix constitue une des difficultés de cette analyse<sup>42</sup>. Les figures 35 et 36 illustrent deux exemples de résultats obtenus suivant cette

démarche. La première montre les valeurs de l'alignement dans la bande fondamentale et trois bandes latérales non yrast à parité négative mises en évidence<sup>43</sup> dans l'isotope  $^{160}\text{Yb}$ . Trois fréquences particulières y sont mises en évidence : elles sont attribuées à des croisements de bandes responsables de l'accroissement plus ou moins brutal d'alignement. Les deux fréquences extrêmes ont déjà été discutées. La fréquence intermédiaire, commune aux trois bandes latérales ainsi qu'à la bande construite sur l'état  $i = \frac{13}{2}$  de  $^{161}\text{Yb}$  est aussi attribuée à la brisure d'une paire  $\nu i \frac{13}{2}$ . La figure 36 résume

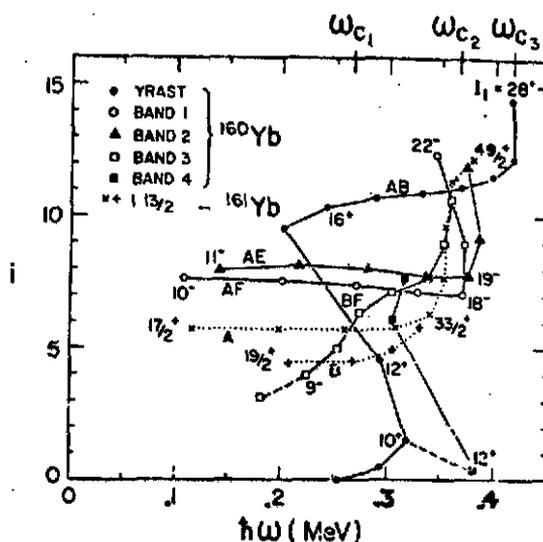


Fig. 35

des données relatives à quelques actinides. On retrouve, pour la bande fondamentale des isotopes d'uranium, un comportement très différent de celui observé pour l'ytterbium, comme c'était déjà le cas pour les moments d'inertie. Sur la même figure sont reportés les alignements relatifs aux bandes construite sur l'état fondamental de  $^{235}\text{U}$  et  $^{237}\text{Np}$ , de configuration respective  $\nu(743 \frac{7}{2}^-)$  et  $\pi(642 \frac{5}{2}^+)$ . Ces bandes ont été établies par des expériences d'excitation coulombienne<sup>44</sup>. Leur étude permet ainsi d'appréhender le rôle éventuel joué par les orbitales de haut spin  $\pi i \frac{13}{2}$  et  $\nu j \frac{15}{2}$ .

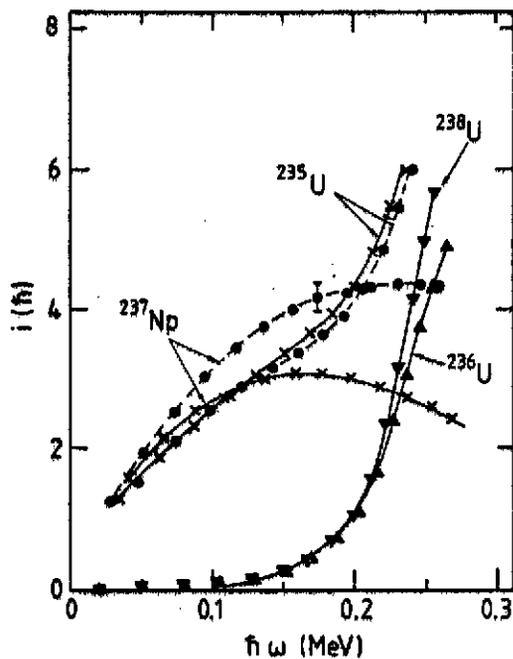


Fig. 36

Ces quelques exemples montrent que l'alignement peut être cerné avec précision à travers l'étude des  $\gamma$  discrets, c'est à dire jusqu'à des spins  $\sim 40\hbar$ . Au delà, une analyse aussi détaillée ne peut plus être réalisée, en raison de l'impossibilité d'isoler les bandes individuelles. Cependant, le rôle éventuel de quelques états de particule peut encore se manifester à travers la composante alignée du moment angulaire ; et celle ci peut être déduite de mesures de moment d'inertie effectuées par l'étude du continuum  $\gamma$ <sup>37</sup>.

#### 4ème PARTIE : ETUDE DES TRES HAUTS SPINS A TRAVERS LE CONTINUUM $\gamma$ :

Malgré l'impossibilité de résoudre les transitions désexcitant les états nucléaires situés dans le domaine de spin  $\sim 40\hbar \rightarrow \sim 65\hbar$ , certaines propriétés moyennes peuvent être appréhendées. Elles concernent des niveaux situés le long de la ligne yrast et dans un domaine de quelques MeV au-dessus de cette ligne. On parvient à préciser les propriétés des bandes de désexcitation, et l'évolution de la forme du noyau en fonction de la vitesse de rotation. Ces possibilités sont illustrées ici sur deux exemples. Ils concernent des isotopes de terres rares ( $A \sim 160$ ) qui peuvent supporter de grandes valeurs du moment angulaire. Ils permettent aussi de comparer les performances des deux dernières générations de détecteurs (détecteur-somme et ensemble modulaire  $4\pi$ ).

##### IV.1 : Propriétés d'isotopes d'erbium :

A bas spin, les propriétés des isotopes d'erbium dépendent du nombre de neutrons. Les plus lourds ( $A \sim 160$ ) se comportent comme de bons rotors. Les plus légers, dont le nombre de neutrons avoisine 82, présentent un caractère vibrationnel ;  $^{154}\text{Er}$  a fourni, dans la 3ème partie, un excellent exemple de rotation non collective.

Pour étudier ces deux types de noyaux à très haut spin, les réactions suivantes sont exploitées :

- le système  $^{40}\text{Ar}(185 \text{ MeV}) + ^{124}\text{Sn}$  conduit au noyau composé  $^{164}\text{Er}^*$  et, après évaporation de quelques neutrons, aux noyaux rotationnels de masse égale à 160 ou très voisine  $^{9,45}$ .
- les réactions  $^{40}\text{Ar}(185 \text{ MeV}) + ^{118}\text{Sn}$  et/ou  $^{84}\text{Kr}(340 \text{ MeV}) + ^{74}\text{Ge}$  permettent de former le noyau composé  $^{158}\text{Er}^*$ , et d'obtenir après évaporation de quelques nucléons les noyaux résiduels de masse  $A \sim 154$ .

##### a) Technique expérimentale :

Elle est schématisée sur la figure 37. Le dispositif comporte un détecteur-somme constitué d'un cylindre de NaI(☉) de 30cm de diamètre et 30cm de longueur, percé d'un trou longitudinal laissant le passage du faisceau et d'un puits latéral permettant de voir la cible à l'aide d'un autre détecteur. Son efficacité aux photons de 1.1 MeV est  $\Omega = 0.8$ . Il fournit le spectre d'énergie totale. De plus, étant constitué de 4 secteurs optiquement indépendants, il permet d'accéder à la multiplicité  $\gamma$  (cf. plus loin). D'autres détecteurs

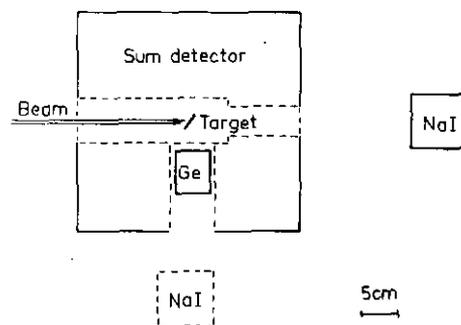


Fig. 37

à  $0^\circ$  ou à  $90^\circ$  du faisceau, sont utilisés en coïncidence avec le détecteur-somme : à  $0^\circ$  est placé un compteur NaI de plus faible efficacité ( $\omega \approx 2 \times 10^{-3}$ ) qui ne détecte en moyenne qu'un seul photon d'une cascade donnée. Il fournit donc la forme du spectre  $\gamma$ . Un second détecteur de même volume placé à  $90^\circ$  permet de mesurer l'anisotropie de la distribution angulaire des  $\gamma$ . Il peut être remplacé par un Ge(Li) (mise en évidence des  $\gamma$  discrets et sélection du noyau résiduel) ou un détecteur au Si (mesure des photons  $X_K$  associés à la conversion interne des  $\gamma$ ). La cible comporte  $1 \text{ mg/cm}^2$  d'isotope enrichi déposé sur un support de plomb. Celui-ci arrête le noyau composé de recul et le faisceau.

### b) Forme du spectre $\gamma$ :

Grâce au détecteur-somme, il est possible d'enregistrer le spectre associé à la désexcitation de différentes plages d'énergie d'excitation et de moment angulaire du noyau composé. Le principe de ce filtrage est illustré sur la figure 38 : les zones d'entrée associées à chaque noyau résiduel  $\gamma$  sont représentées dans le plan  $(E^*, I)$ , ainsi que l'énergie totale des cascades  $\gamma$  (partie gauche de la figure). A chaque tranche d'énergie dans le spectre d'énergie totale correspond une plage (représentée en grisé) de cette zone d'entrée. On voit ainsi qu'à des tranches d'énergie totale croissante correspondent des domaines de

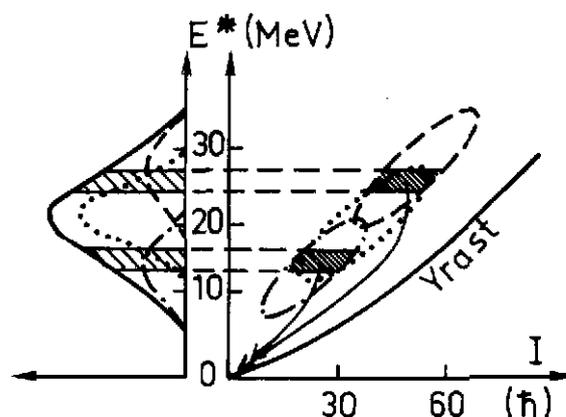


Fig. 38 : Les courbes non continues sont relatives aux noyaux résiduels obtenus après évaporation de respectivement 3(---), 4(....) et 5(-.-.-) neutrons.

la zone d'entrée dont le spin moyen croît. Cette sélection n'est pas excellente : à l'étalement des zones d'entrée (qui entraîne un recouvrement des fenêtres en spin associées à deux tranches adjacentes) s'ajoutent des effets instrumentaux (l'efficacité  $\Omega < 1$  du détecteur, d'où résulte une résolution en énergie médiocre). Néanmoins, la valeur moyenne du spin associée à chaque tranche d'énergie du cristal somme peut être déterminée avec une incertitude de l'ordre de 10%<sup>46</sup>.

La distribution en énergie des photons  $\gamma$  issus des différentes régions de la ligne d'entrée ainsi déterminées est montrée sur la figure 38 pour les deux systèmes  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  (a) et  $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$  (b et c). Le numéro de chacun des spectres correspond à la fenêtre de même label prise sur le spectre d'énergie totale (figure 38d). Les neutrons évaporés par le noyau composé et détectés sont identifiés par temps de vol et rejetés. Les spectres de la figure 38 a-b-c sont normalisés à la multiplicité de la fenêtre associée (figure 38e) et déconvolués. Ces spectres mettent clairement en évidence la présence de structures superposées au fond des  $\gamma$  statistiques, et visiblement associées aux transitions entre états de très haut spin. Les deux systèmes diffèrent très sensiblement : pour celui conduisant aux isotopes d'erbium de masse  $A \approx 160$ , une seule et large structure apparaît, dont la limite supérieure d'énergie croît avec le spin. Dans le cas du système plus léger, deux pics sont présents dans les spectres associés aux fenêtres de grand moment angulaire, à des énergies (650 et 1350 KeV respectivement) à peu près indépendantes de ce spin. Ces aspects seront rediscutés ultérieurement.

### c) Multiplicités :

Pour chacune des fenêtres, la multiplicité est obtenue en exploitant le détecteur-somme, en fait constitué de 4 compteurs indépendants, comme un filtre à multiplicité. On mesure la probabilité  $P_{4p}^M(M, \omega, f)$  [voir formule (9)] que p parmi ces 4 détecteurs soient touchés. Connaissant  $\omega$  et  $f$ , déterminés expérimentalement à l'aide de sources étalons, on en déduit M. Ces mesures fournissent la valeur moyenne  $\bar{M}$  de la multiplicité et sa variance  $\sigma_M$ . A cet effet, on suppose que la distribution de multiplicité est une gaussienne, telle que

$$P_{4p}^{\bar{M}} = \int P_{4p}^M \times (2\pi\sigma^2)^{-\frac{1}{2}} \times \exp - \frac{(M-\bar{M})^2}{2\sigma^2} \times dM$$

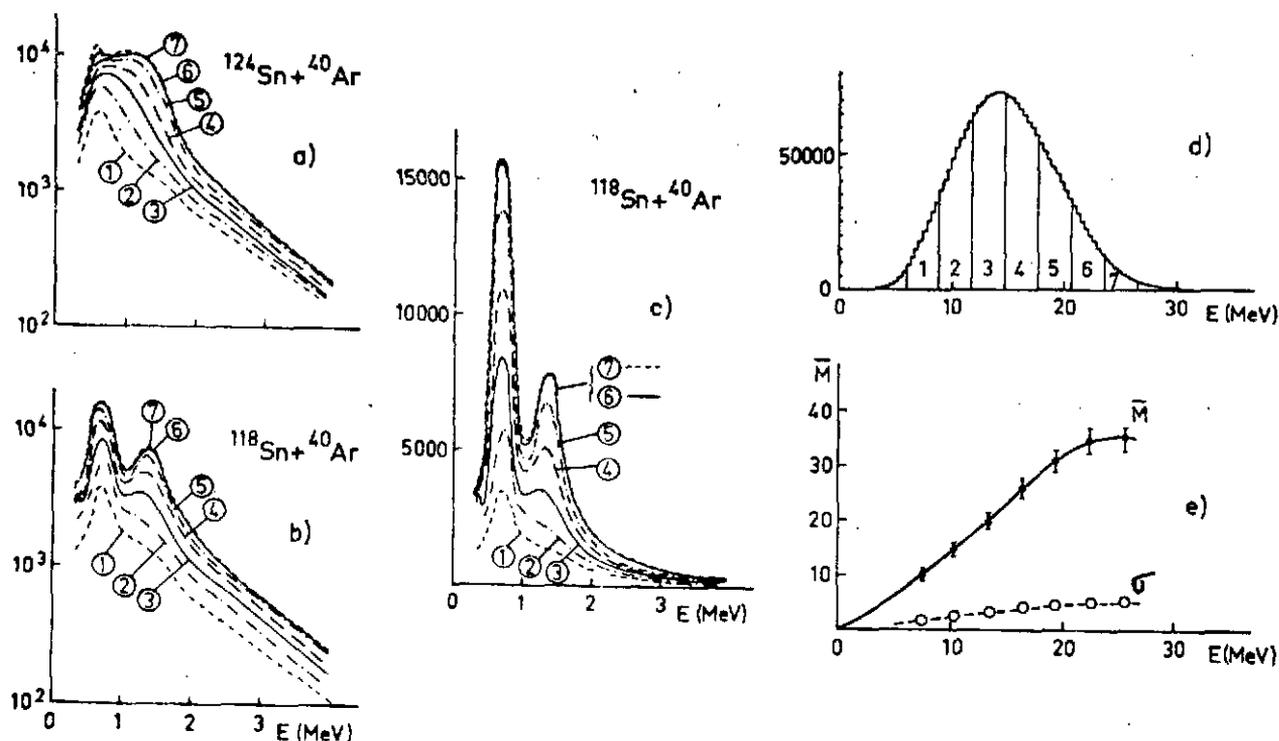


Fig. 39 : Spectres  $\gamma$  enregistrés avec un détecteur NaI et associés à différentes tranches d'énergie totale, pour les systèmes  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  (a),  $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$  (b et c). La figure (d) montre le spectre d'énergie totale et les fenêtres pour le système  $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ . La valeur moyenne et la variance  $\sigma$  de la multiplicité pour les différentes valeurs de l'énergie totale apparaissent en (e).

$\bar{M}$  et  $\sigma$  sont extraits par une procédure de moindres carrés. Les résultats sont reportés figure 38e pour le système  $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ .

Les courbes de la figure 38 sont obtenues lors d'une expérience où le détecteur-somme est en coïncidence avec un NaI, dont la résolution en énergie ne permet pas de sélectionner un noyau résiduel donné. Par contre, une telle sélection devient possible lors d'une mesure de coïncidence détecteur-somme-Ge. En identifiant chacune des voies de sortie par les raies discrètes du bas de la cascade, on construit la forme du spectre d'énergie totale  $E^*$  associé, ainsi que la distribution de multiplicité en fonction de  $E^*$ . Les distributions ainsi mesurées<sup>45</sup> pour les canaux 3n, 4n et 5n sont, aux incertitudes expérimentales près, identiques entr'elles et à la courbe 38e. Ce résultat confirme le schéma de la figure 38, où les zones d'entrée des différents noyaux résiduels sont grossièrement parallèles à la ligne yrast.

#### d) Multipolarité des transitions $\gamma$ :

Connaissant la multiplicité  $M$  d'une cascade  $\gamma$ , on peut remonter au spin du niveau de départ si l'on connaît la multipolarité des transitions qui la composent. Déterminer ces

multipolarités constitue donc un problème essentiel, mais difficile. Plusieurs méthodes ont été mises en jeu ; en raison de la complexité du spectre, aucune ne permet une détermination complètement sûre de cette grandeur. La mesure de la distribution angulaire des  $\gamma$  constitue le procédé le plus souvent employé<sup>47</sup>. Elle a permis d'établir que le fond statistique comprend des transitions E1, alors que la bosse (figure 39a) mise en évidence dans des noyaux rotationnels est formée de transitions quadrupolaires électriques E2. Ces informations ont été confirmées par des mesures d'électrons de conversion<sup>48,49</sup>, ainsi que par la détermination de la polarisation linéaire des photons<sup>50,51</sup>.

En raison de l'alignement du moment angulaire, l'émission  $\gamma$  est anisotrope. La distribution angulaire s'exprime à l'aide des polynômes de Legendre par

$$n(\theta) = n_0 \left[ 1 + \sum_k A_{2k} P_{2k}(\cos \theta) \right]$$

Le terme en A4, a priori nécessaire pour les transitions quadrupolaires, s'avère très faible et sera négligé dans la suite. Le développement est donc limité au terme A2. Dans l'expérience présentée ici, A2 est déterminé à partir de la mesure de l'anisotropie

$$r = \frac{n(E\gamma, 0^\circ)}{n(E\gamma, 90^\circ)}$$

La figure 40 montre la variation de r en fonction de l'énergie des  $\gamma$  pour le système  $^{84}\text{Kr}$  (340 MeV) +  $^{74}\text{Ge}$ .

Ces données sont exploitées moyennant deux hypothèses :

- le spectre ne comporte que des transitions dipolaires et quadrupolaires.
- les transitions sont alignées (ce qui implique qu'une transition de multipolarité  $\lambda$  issue d'un état de spin  $I$  peuple un niveau de spin  $I-\lambda$ , à l'exclusion des autres spins possibles). Cette hypothèse, non justifiée pour les  $\gamma$  statistiques - voir plus loin -, se révèle correcte pour des transitions quasi-yrast qui refroidissent le noyau et emportent l'essentiel du moment angulaire.

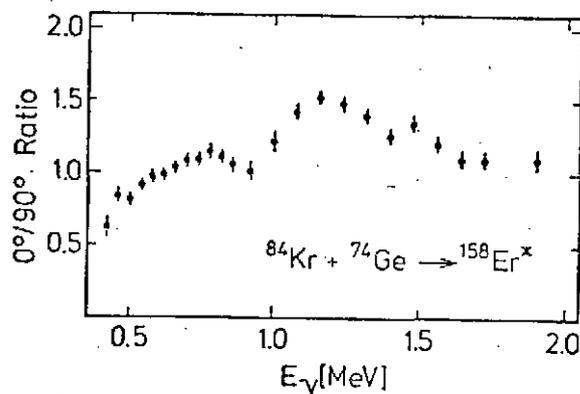


Fig. 40

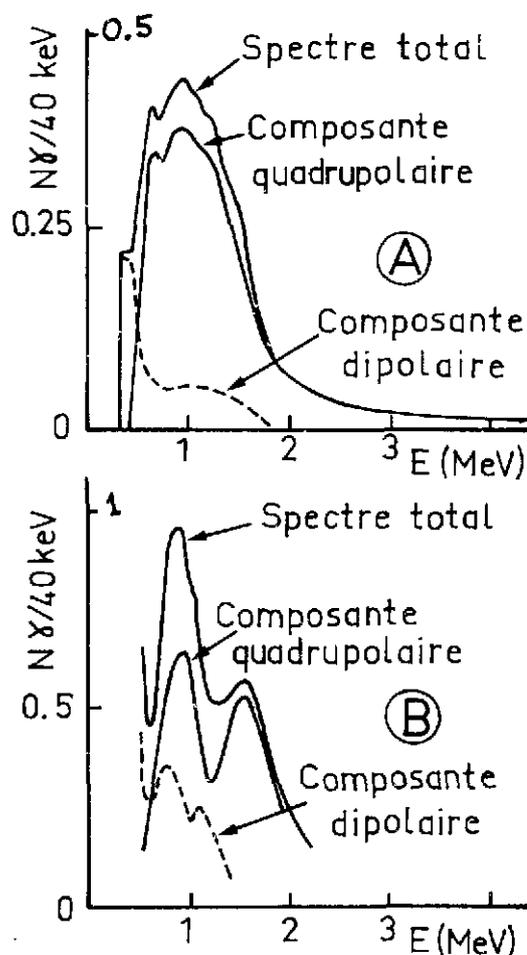


Fig. 41 : Décomposition multipolaire du spectre  $\gamma$  associé aux systèmes respectifs  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  (A) et  $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$  (B) pour un spin d'entrée  $I = 45$ .

Avec ces hypothèses, l'anisotropie vaut environ 1,4 pour une transition quadrupolaire et environ 0,7 pour une dipolaire. La seule vue de la courbe  $r(E\gamma)$  [figure 40] montre que la structure d'énergie 1,35 MeV est essentiellement de nature quadrupolaire, tandis que les multipolarités  $\lambda = 2$  et  $\lambda = 1$  se mélangent à plus basse énergie. La décomposition du spectre en ses composantes  $\lambda = 2$  et  $\lambda = 1$ , qui conduit aux courbes de la figure 41, est effectuée comme suit : le rapport  $b$  du nombre de photons dipolaires au nombre de  $\gamma$  quadrupolaires est pour chaque énergie des  $\gamma$ , relié à l'anisotropie  $r$  par

$$b(E\gamma) = \frac{n_D}{n_Q} = \frac{r - (1 - \frac{r}{2}) A_2^Q - 1}{r - (1 + \frac{r}{2}) A_2^D - 1}$$

où  $r$  est issu de l'expérience et  $A_2^Q$  ( $A_2^D$ ) est le coefficient du polynôme de Legendre pour une transition alignée quadrupolaire (dipolaire). On détermine alors, pour chaque valeur de l'énergie  $E\gamma$ , le nombre de photons d'une multipolarité donnée par

$$n_D = \frac{b}{1+b} n\gamma \quad \text{et} \quad n_Q = \frac{1}{1+b} n\gamma$$

où  $n\gamma$  représente, après déconvolution et normalisation, la moyenne du nombre des photons détectés à  $0^\circ$  et  $90^\circ$  (ceci afin de minimiser un éventuel effet de distribution angulaire). Les courbes ainsi obtenues confirment une très forte prédominance des transitions quadrupolaires dans le spectre associé au système  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ . Pour le système plus léger, alors que la bosse de haute énergie contient des transitions quadrupolaires, celle de 0,65 MeV comporte un mélange des deux multipolarités.

#### e) Mesures des vies moyennes :

La vie moyenne des états de très haut spin constitue une information qui permet de préciser si les transitions qui les désexcitent sont ou non de nature collective. Le déplacement par effet Doppler de l'énergie des raies  $\gamma$  émises en vol par le noyau qui recule (méthode DSAM) fournit un moyen d'accéder à ces vies moyennes. Une telle mesure a montré que les transitions E2 qui composent la large structure des spectres  $\gamma$  associés aux isotopes lourds d'erbium sont fortement accélérées, donc de nature collective<sup>52</sup>. Il en est de même pour la raie de haute énergie (1,35 MeV) des isotopes plus légers<sup>53</sup>. Toutefois, ces mesures considèrent le spectre  $\gamma$  total désexcitant le noyau composé formé sans explorer le domaine de spin concerné. L'expérience discutée ici<sup>54</sup> exploite le détecteur-somme (dispositif de la figure 37 avec deux NaI placés respectivement à  $0^\circ$  et  $90^\circ$ ) qui est utilisé, comme précédemment discuté, pour sélectionner différents spin d'entrée.

Les isotopes d'erbium de masse  $A \approx 154$  sont produits avec une grande vitesse de recul ( $\beta = \frac{v}{c} = 0.05$ ) par la réaction  $^{84}\text{Kr} (340 \text{ MeV}) + ^{74}\text{Ge} \rightarrow ^{158}\text{Er}^*$ . A cette énergie de faisceau l'évaporation de 3 ou 4 neutrons représente les voies de sortie dominantes. Les NaI placés à  $0^\circ$  et  $90^\circ$  enregistrent les  $\gamma$  issus de la cible, en coïncidence avec le détecteur-somme (la condition que 3 au moins des 4 secteurs de ce dernier soient touchés permet d'éliminer les événements de faible multiplicité). Deux cibles monoisotopiques de  $^{74}\text{Ge}$  de même épaisseur ( $\text{mg/cm}^2$ ) sont alternativement utilisées : l'une est auto-supportée, et laisse donc reculer les noyaux dans le vide (les  $\gamma$  émis à  $0^\circ$  possèdent alors un décalage Doppler maximum) ; l'autre est disposée sur une feuille d'or de 0,2mm qui arrête les noyaux de recul. La figure 42 montre comment évolue la vitesse du noyau de recul dans l'or en fonction du temps. L'arrêt complet est obtenu en  $\approx 1.4$  ps. Le décalage Doppler dépend de

l'instant d'émission : on compare donc dans cette mesure la vie moyenne nucléaire au temps de ralentissement. Les spectres enregistrés par les deux NaI pour différentes tranches d'énergie totale (et donc pour différents spins d'entrée), après suppression des neutrons discriminés par temps de vol, sont déconvolués et normalisés à la multiplicité correspondante. La figure 43 illustre quelques résultats ainsi obtenus. Les deux courbes de gauche représentent deux spectres enregistrés à  $0^\circ$  pour deux valeurs différentes de l'énergie totale, ainsi que de la multiplicité moyenne, et donc aussi du spin d'entrée.

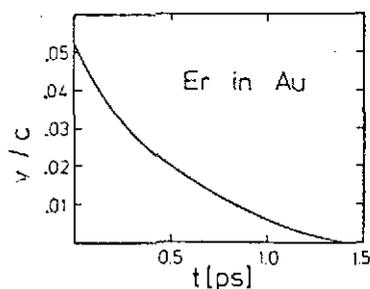


Fig. 42

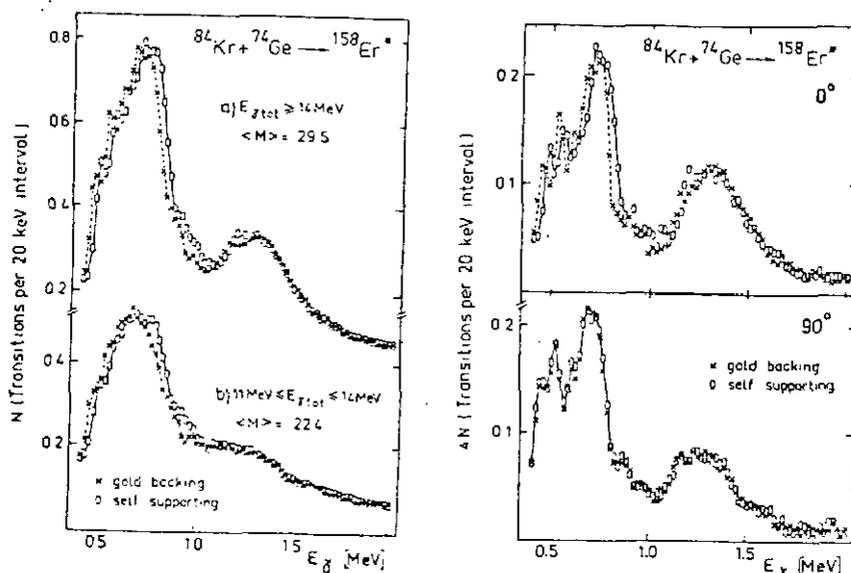


Fig. 43

Les figures de droite montrent les différences entre les spectres a et b de gauche (normalisés à la multiplicité correspondante) respectivement pour le détecteur placé à  $0^\circ$  et celui situé à  $90^\circ$ , angle où l'effet Doppler est absent. Cette soustraction a comme conséquence que les transitions constituant les spectres de droite sont bien issues de niveaux de très haut spin (40 à 60 $\hbar$ ). Le spectre à  $0^\circ$  montre que pour le pic de basse énergie, l'effet Doppler est totalement atténué pour la cible sur support d'or : l'émission a lieu au repos ; il en résulte que les états impliqués possèdent une vie moyenne au moins de l'ordre de grandeur du temps d'arrêt ( $\tau \gtrsim 1,4$  ps). Au contraire, la structure de 1,35 MeV est identique pour les deux cibles : les  $\gamma$  sont émis avant que le noyau de recul ne soit sensiblement ralenti. Une analyse détaillée montre que ces transitions quadrupolaires (cf. paragraphe précédent) sont collectives, avec un important facteur d'accélération  $\frac{B(E2)}{B_{sp}} > 140$ . Il n'en est pas de même pour la structure de basse énergie, ce qui montre que la désexcitation de ce noyau composé procède par deux chemins aux propriétés différentes.

#### f) Nature de la composante dipolaire ; présence de transitions M1 :

La distribution angulaire des  $\gamma$  a mis en évidence la présence de transitions dipolaires, notamment à basse énergie. Il est important de préciser leur nature électrique

ou magnétique. A cette fin, les  $X_K$  associés à la conversion interne sont enregistrés<sup>55</sup> à l'aide d'un détecteur au Si(Li) de très bonne résolution mis en coïncidence avec le détecteur-somme utilisé pour sélectionner différentes valeurs du spin d'entrée de la cascade (cf. figure 37). Le Si est placé à 90° du faisceau, tandis qu'à 0° un NaI enregistre les  $\gamma$ .

Pour chaque tranche d'énergie totale  $\gamma$ , donc pour chaque valeur du spin d'entrée, le nombre total d'électrons de conversion K est donné par l'expression

$$M_K = 1,33 \left( \frac{N_{K\alpha}}{N_\gamma} \right) \left( \frac{e_\gamma}{e_x} \right) M_\gamma$$

où  $N_{K\alpha}$  ( $N_\gamma$ ) mesure le nombre de  $X_{K\alpha}$  (de photons  $\gamma$ ) détectés par le Si (NaI) ;  $e_x$  ( $e_\gamma$ ) est l'efficacité du compteur X ( $\gamma$ ) ;  $M_\gamma$  représente la multiplicité  $\gamma$  pour la tranche considérée, mesurée comme indiqué au § IVc. Le nombre de photons  $N_\gamma$ , fourni par le détecteur NaI à 0°, est corrigé des effets de distribution angulaire. Le coefficient 1,33 prend en compte le rendement de fluorescence X et le rapport des intensités des raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$ .

Afin de connaître le nombre d'électrons de conversion K issus du continuum, il convient de soustraire la contribution des transitions  $\gamma$  discrètes. Un spectre  $\gamma$  a été enregistré dans les mêmes conditions expérimentales à l'aide d'un compteur Ge(Li) qui a remplacé le détecteur X. Pour chaque tranche d'énergie totale, il a fourni<sup>46</sup> l'intensité des transitions  $\gamma$  désexcitant les niveaux de la ligne  $\gamma$  rast bien connue jusqu'au spin 38.

La multiplicité des électrons K est montrée sur la figure 44 en fonction du spin d'entrée. Pour le système  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ , qui conduit à des noyaux résiduels rotationnels, la contribution des raies discrètes ne peut rendre compte de la multiplicité mesurée. Le nombre (faible mais non nul) d'électrons issus du continuum croît avec le spin au moins jusqu'à  $I=50$ . Les transitions quadrupolaires présentes dans le spectre ne peuvent rendre compte de ce nombre. L'essentiel provient des transitions dipolaires. On peut calculer quelle multiplicité d'électrons K devrait être observée selon qu'il s'agit de dipôles électriques ou magnétiques. La multiplicité calculée avec des E1 est nettement inférieure aux valeurs expérimentales, alors que les transitions M1 donnent une courbe qui s'accorde avec l'expérience. Il convient de souligner que plus de 75% des électrons K proviennent de transitions de basse énergie ( $\sim 350$  KeV).

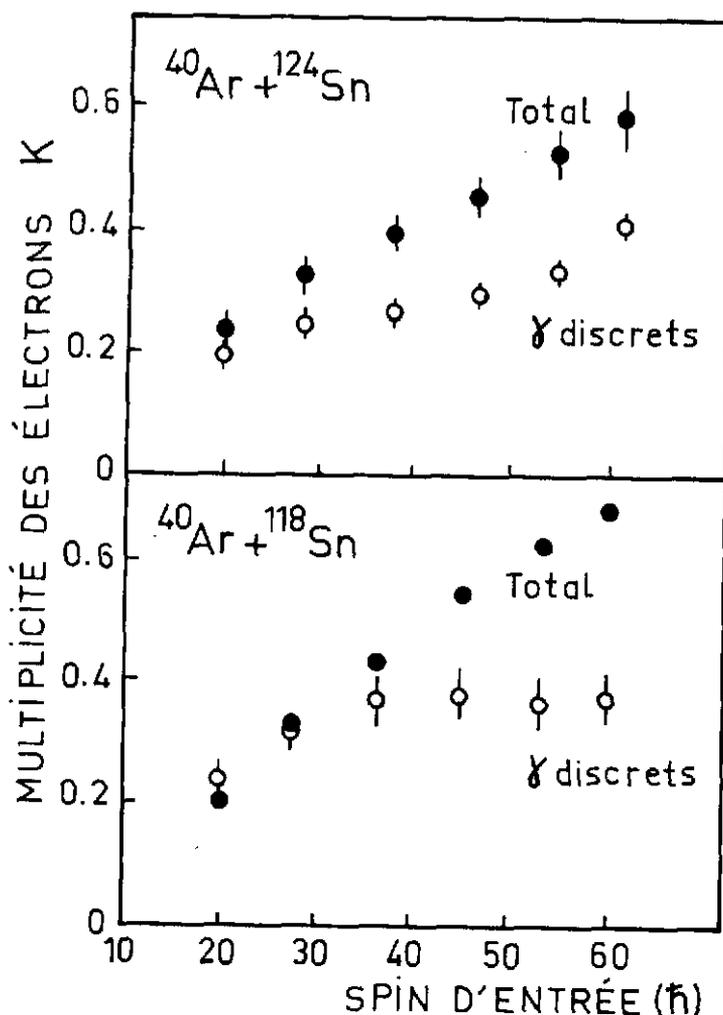


Fig. 44

La figure 44 révèle un comportement quelque peu différent du système  $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$  : jusqu'au spin  $35 - 40\hbar$ , les transitions discrètes sont responsables de la totalité des électrons K observés. Ceci s'accorde avec l'image de rotation non collective de ces isotopes autour de leur axe de symétrie. La contribution issue du continuum croît avec le spin. L'énergie des transitions impliquées s'avère plus délicate à préciser dans ce cas : il est possible que des dipôles de basse énergie (300 à 400 KeV) interviennent, comme pour les rotors. Mais on ne peut exclure une contribution de la composante dipolaire de la structure centrée à 650 KeV;

g) Les  $\gamma$  statistiques :

Les transitions  $\gamma$  discrètes et les structures précédemment discutées sont superposées au fond continu des  $\gamma$  statistiques. Cette partie du spectre permet d'étudier comment le noyau se refroidit pour atteindre la région voisine de la ligne yrast. Après que le spectre enregistré par le détecteur NaI placé à  $0^\circ$  ait été corrigé de la présence des neutrons (discriminés par temps de vol) et d'un décalage en énergie provoqué par l'effet Doppler<sup>56</sup>, cette partie du spectre est analysée en adoptant pour les  $\gamma$  statistiques la distribution donnée par la formule (5). Comme pour les autres grandeurs mesurées, cette étude est effectuée pour différentes valeurs du spin d'entrée de la cascade, sélectionnées par le détecteur-somme. L'ajustement de la formule (5) au spectre expérimental est effectué dans la région d'énergie  $3,2 \text{ MeV} < E_\gamma < 6 \text{ MeV}$  où seules ces transitions sont présentes. Lorsque le spin d'entrée croît de 20 à  $60\hbar$ , l'analyse fournit une température nucléaire à peu près constante (0.6 à 0.7 MeV), une multiplicité de ces  $\gamma$  qui augmente légèrement de 3 à 4,5 ; le produit de la multiplicité par l'énergie moyenne des photons fournit l'énergie emportée en moyenne par ces transitions statistiques : elle croît régulièrement de 8 MeV ( $I \approx 20$ ) à environ 12 MeV ( $I \approx 60$ ). Il convient de souligner que ces résultats sont communs aux deux systèmes  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  conduisant à des noyaux rotationnels et  $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$  formant des isotopes aux propriétés différentes. Ceci conforte l'idée que l'émission de ces  $\gamma$  intervient dans une région de très grande densité de niveaux et est à peu près indépendante des propriétés spécifiques des noyaux étudiés.

La figure 45 montre comment l'anisotropie de la distribution angulaire de ces photons évolue en fonction du spin d'entrée.

Là encore, les deux systèmes étudiés présentent, aux incertitudes expérimentales près, un comportement très semblable. Les courbes tiretées de la figure 45 sont issues de calculs simulant la cascade statistique. Ils sont réalisés<sup>56</sup> en supposant que seules des transitions purement dipolaires ou purement quadru-

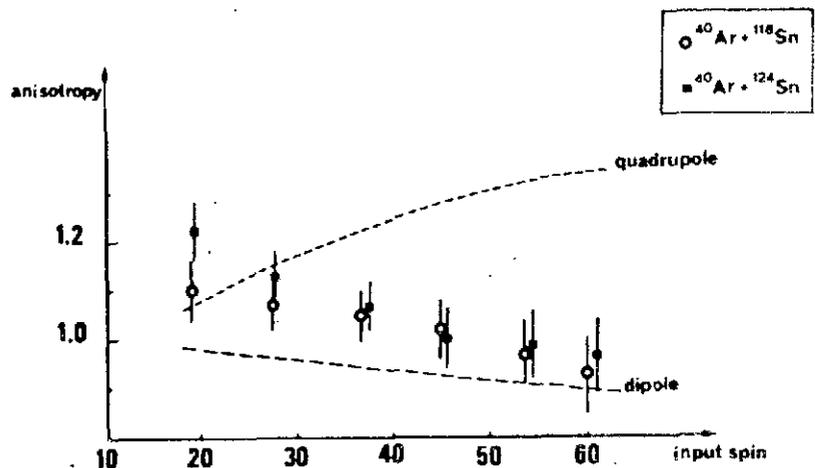


Fig. 45

polaires sont émises à partir d'une ligne d'entrée située 15 MeV au-dessus de la ligne

yrast. La probabilité de transition pour l'émission d'un multipole  $\lambda$  est<sup>57</sup>

$$T(E_i I_i \rightarrow E_f I_f) = C E^{2\lambda+2} M_{if}^2 \frac{\rho(E_f I_f)}{\rho(E_i I_i)}$$

où  $M$  représente l'élément de matrice de la transition entre états initial et final, et  $\rho$  la densité de niveaux. Pour celle-ci, l'expression suivante est adoptée<sup>58</sup>

$$\rho(E, \mathcal{J}) = \frac{1}{24} \frac{\pi^2}{2\mathcal{J}} \frac{\sqrt{a} (2I+1)}{|\dot{E} - \frac{\pi^2}{2\mathcal{J}} I(I+1)|^2} \exp \left| 2 \sqrt{a} \left( E - \frac{\pi^2}{2\mathcal{J}} I(I+1) \right)^{1/2} \right|$$

Cette étude confirme la nature dipolaire de ces transitions statistiques. Elle montre qu'elles ne sont pas totalement alignées : aux transitions  $I \rightarrow (I-1)$  se superposent des transitions  $I \rightarrow I$  (en proportion décroissante quand  $I$  augmente) et même  $I \rightarrow (I+1)$  aux plus faibles valeurs du spin.

#### h) Discussion des propriétés des isotopes d'erbium :

De l'ensemble des données expérimentales résumées dans les paragraphes précédents, on peut tirer des enseignements sur le comportement à très haut spin des noyaux étudiés. Il subsiste une différence entre les isotopes lourds ( $A \sim 160$ ) et ceux dont le nombre de neutrons avoisine 82.

Les noyaux peuplés par la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ , connus pour être de bons rotors à bas spin, le demeurent aussi à grand moment angulaire : la large structure présente dans les spectres comprend des transitions quadrupolaires fortement accélérées ; et les transitions  $\gamma$  provenant de niveaux de spin et énergie d'excitation de plus en plus grands ont elles-mêmes des énergies de plus en plus élevées. Ces observations s'accordent bien avec l'image d'une rotation collective. Sur la figure 46, les croix représentent, en fonction du carré de la vitesse de rotation, le moment d'inertie  $\mathcal{J}^{(1)}$  que l'on peut déduire de ces mesures. Comme pour la figure 28, ces points sont obtenus à l'aide des formules (14).

Pour chacun de ces

points, il faut connaître la valeur  $E_\gamma$  de l'énergie de la transition désexcitant le niveau situé en haut de la cascade et la valeur du spin d'entrée.  $E_\gamma$  est l'énergie du point situé à mi-hauteur (vers les hautes énergies) sur la structure collective du spec-

tre  $\gamma$  correspondant. Le spin d'entrée est la valeur moyenne  $\langle I \rangle$  du

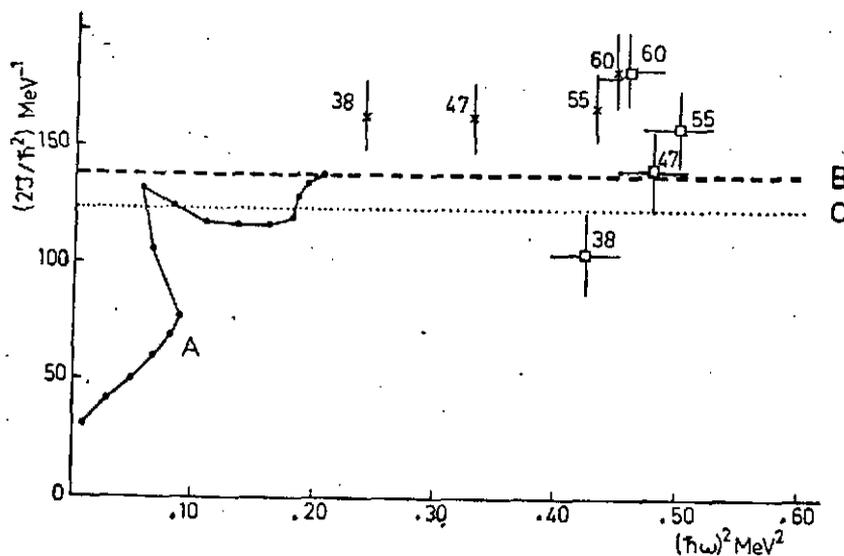


Fig. 46 : Moments d'inertie  $\mathcal{J}^{(1)}$  en fonction de  $(\hbar\omega)^2$ . La courbe A est obtenue à partir des transitions discrètes observées dans  $^{158}\text{Er}$ . Les croix et les carrés correspondent aux systèmes respectifs  $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$  et  $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ . Les courbes B et C donnent, à titre d'illustration, le moment d'inertie d'un corps rigide de nombre de masse respectif 164 et 158.

moment angulaire, déduite des mesures de multiplicité selon la formule

$$\langle I \rangle = \alpha (\bar{M} - \bar{M}_{st}) + \beta \bar{M}_{st}$$

où  $\bar{M}$  représente la valeur moyenne de la multiplicité totale (cf. figure 38e) et  $\bar{M}_{st}$  la valeur moyenne de la multiplicité des  $\gamma$  statistiques.  $\alpha$  et  $\beta$  mesurent la valeur moyenne du moment angulaire emporté par chaque photon, déduite de la connaissance des transitions discrètes, et des déterminations de multipolarité pour les structures continues et les  $\gamma$  statistiques. Sur la figure 46 sont reportés (courbe A) les moments d'inertie  $\mathcal{J}^{(1)}$  déduits des raies discrètes de  $^{158}\text{Er}$  (isotope représentatif des noyaux résiduels du système considéré). On y observe deux back-bendings, comme précédemment discuté. Les valeurs de  $\mathcal{J}^{(1)}$  déduites de l'étude du continuum  $\gamma$  se raccordent à celles de la courbe A, et gardent une valeur à peu près constante dans un domaine de spin allant de 38 à 60 $\hbar$ . Cette valeur dépasse d'environ 10% celle du moment d'inertie d'un corps rigide de même masse.

La présence des transitions M1 de basse énergie s'explique moins simplement. Deux approches permettent toutefois de comprendre leur existence : un calcul, prenant en considération les orbitales de Nilsson dans le cadre du modèle de cranking<sup>59</sup>, prévoit l'émission de M1 de basse énergie entre états de grand moment angulaire situés près du niveau de Fermi. Une autre explication<sup>59,60</sup> pourrait être fournie par la présence de bandes de nombre quantique K élevé, qui favorise l'émission de M1 par rapport à celle de E2.

Les données relatives aux isotopes d'erbium plus légers constituent un puzzle plus difficile à interpréter. La présence de deux structures dans les spectres  $\gamma$  associés aux grandes valeurs du spin d'entrée a déjà été soulignée. Elles apparaissent pour des moments angulaires plus grands que 38 $\hbar$ , c'est à dire au-delà de la limite des états discrets connus, lesquels constituent une ligne yrast qui présente un comportement non collectif. Les mesures de vie moyenne montrent que le pic de plus grande énergie contient des transitions assez fortement accélérées. Un aspect collectif se manifeste donc aux spins  $I > 40$ . Les moments d'inertie  $\mathcal{J}^{(1)}$  déduits de l'énergie de la structure contenant ces transitions accélérées sont reportés sur la figure 46. Pour expliquer la rapide variation de  $\mathcal{J}^{(1)}$  avec le spin d'entrée dans le cadre du modèle rotationnel, il faudrait admettre une grande variation de la déformation du noyau avec le spin. Les surfaces équipotentielles calculées à l'aide du modèle de cranking prévoient<sup>61,62</sup> que ces isotopes légers d'erbium gardent une forme d'équilibre oblate assez peu déformée jusqu'à des moments angulaires  $\sim 55\hbar$ . Le minimum de l'énergie potentielle, pour cette forme aplatie, devient de moins en moins prononcé quand I augmente. Il semble donc que l'explication du comportement observé ne se situe pas dans un changement de forme du noyau avec la vitesse de rotation. Une autre interprétation pourrait résider dans la présence d'une région située au-dessus de la ligne yrast comportant une assez grande densité de bandes collectives qui canalisent le flux gamma. La présence de structure à énergie constante proviendrait de croisements de bandes, un alignement corrélé de plusieurs orbitales d'assez haut spin provoquant une accumulation de  $\gamma$  à une fréquence de rotation donnée<sup>63</sup>. Cette approche pourrait expliquer le pic de transitions collectives de 1,35 MeV, mais laisse ouvert le problème posé par la seconde structure.

Une autre possibilité, suggérée par Bohr et Mottelson<sup>28</sup>, est celle d'excitations collectives de type vibrationnel construites sur des états de quasi-particules de noyaux assez peu déformés. Un couplage entre les vibrations de mode  $\alpha$  et de mode  $\gamma$  pourrait

rendre compte de la présence de deux structures à énergie quasi-constante. Celle de basse énergie contiendrait alors des transitions quadrupolaires non alignées  $\Delta I = 1$ .

Il reste que les valeurs distinctes des vies moyennes obtenues selon qu'on considère l'un ou l'autre des deux pics suggèrent la présence de deux chemins différents de désexcitation. Ce résultat ne semble pas trouver d'explication dans les schémas précédemment esquissés.

#### IV.2 : Niveaux de haut spin d'isotopes d'ytterbium ( $A = 157 - 161$ ) :

L'un des premiers résultats obtenus à l'aide du multidétecteur  $4\pi$  d'Oak-Ridge concerne les isotopes de transition d'ytterbium ( $A = 157$  à  $161$ )<sup>15,64,65</sup>. Le dispositif expérimental comprend 69 des 72 détecteurs prismatiques NaI constituant la boule complète : deux ont été ôtés pour permettre le passage du faisceau ; un 3ème est remplacé par un Ge mis en coïncidence avec les modules restant du sélecteur de spin : sa bonne résolution en énergie permet de mettre en évidence les raies discrètes du bas de chaque cascade de désexcitation, et donc d'identifier le noyau résiduel. Les performances de cet ensemble sont celles présentées dans la deuxième partie (cf. § II 3d).

Les noyaux étudiés sont formés par réaction  $^{144,146}\text{Nd} (^{20}\text{Ne}, \text{xn}) ^{157-161}\text{Yb}$ . Aux énergies de faisceau utilisées (136 - 149 MeV), le nombre de neutrons évaporés varie de 4 à 8, la voie  $6n$  étant la plus probable ; quelques  $\alpha$  sont aussi émis par le noyau composé.

Le dispositif permet une étude des cascades de désexcitation événement par événement. Sont retenues les cascades pour lesquelles le Ge est touché. Pour chacun de ces événements, outre l'information recueillie par le Ge, sont enregistrés le nombre (et le numéro) des NaI touchés (fold  $k$ ), la hauteur de l'impulsion délivrée par chacun d'eux (qui permet de construire la hauteur  $H$  correspondant à l'énergie totale de la cascade) et l'instant auquel chacun de ces signaux sont émis (mesuré par rapport au signal du Ge qui déclenche le système).

Un important avantage de cette technique par rapport à celle mettant en jeu un détecteur-somme réside dans la possibilité de discriminer neutrons et  $\gamma$  (par temps de vol) pour tous les détecteurs, et d'obtenir ainsi des spectres d'énergie totale et de multiplicité  $\gamma$  "décontaminés" de toute contribution de neutrons. La figure 47 montre les distributions brutes du nombre de détecteurs touchés (a) et du signal énergie totale  $H$  (b). La courbe "total" correspond aux données brutes, sans aucune discrimination. Les autres représentent les distributions relatives aux neutrons et aux  $\gamma$ . Les courbes a et b mettent en évidence la grande efficacité du dispositif aux neutrons, qu'il convient donc d'éliminer. Leur discrimination est ici d'autant plus importante que le nombre de particules évaporées est assez élevé. Les courbes de la figure 47 sont relatives à la réaction  $^{20}\text{Ne} (136 \text{ MeV}) + ^{146}\text{Nd}$ . A cette énergie du faisceau, la multiplicité moyenne des neutrons s'élève à 6,2.

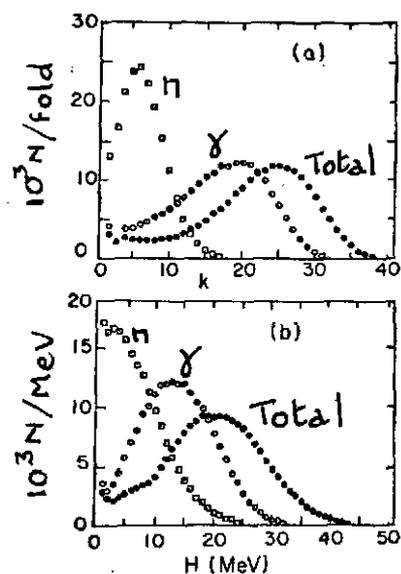


Fig. 47

Une seconde et notable amélioration apportée par un tel ensemble réside dans la possibilité d'étudier les cascades événement par événement, et d'établir alors leur distribution dans le plan  $(E^*, I)$  qu'on peut ainsi explorer de manière plus détaillée.

La figure 48 fournit un exemple de telles distributions. Elle est obtenue dans les mêmes conditions expérimentales que la figure 47 (même système et même énergie).

Après élimination des neutrons, la figure (a) correspond à la distribution des données brutes  $Q(H, k)$ . La figure (b) s'en déduit par déconvolution, et donne la distribution des événements dans le plan  $(E^*, M)$ , où  $E^*$  mesure l'énergie totale de chaque cascade  $\gamma$  et  $M$  sa multiplicité. La figure 48 donne la distribution

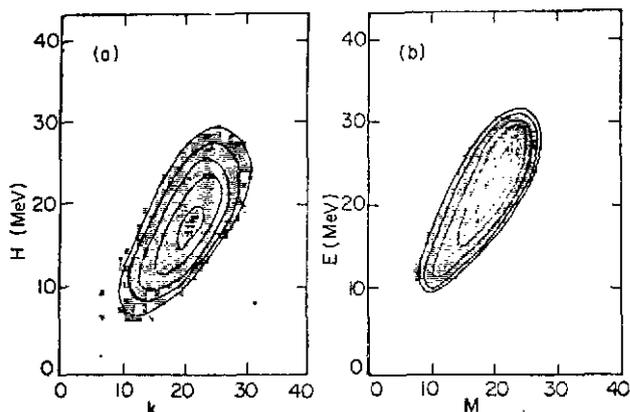


Fig. 48 : Chaque contour correspond à un nombre donné d'évènements. Les statistiques de deux contours adjacents diffèrent d'un facteur 2.

$Q(E^*, M)$  pour l'ensemble des voies de sortie. En sélectionnant celles-ci à l'aide du Ge, on peut établir la distribution associée à chacun des noyaux résiduels. De ces distributions se déduit la ligne d'entrée relative à chacun des produits d'évaporation. Pour une valeur de  $M$ , le point représentatif de la ligne d'entrée a une ordonnée (dans le plan  $E^*, M$ ) égale à  $\langle E^* \rangle$ , la valeur moyenne des énergies

totales de la distribution. Les lignes d'entrée ainsi obtenues pour les voies dominantes de la réaction  $^{20}\text{Ne}$  (136 MeV) +  $^{146}\text{Nd}$  (soit les voies 5, 6 et 7n) sont représentées sur la figure 49. Ces résultats expérimentaux sont comparés à ceux issus d'un calcul statistique, effectué à l'aide du code JULIAN-PACE (les courbes continues en trait plein ou pointillé sur la figure 49). Ces calculs donnent un excellent accord général, en particulier quant aux projections sur les deux axes des distributions  $Q(E^*, M)$  établies pour les différentes voies de sortie. La figure 49 montre que l'accord calcul-expérience,

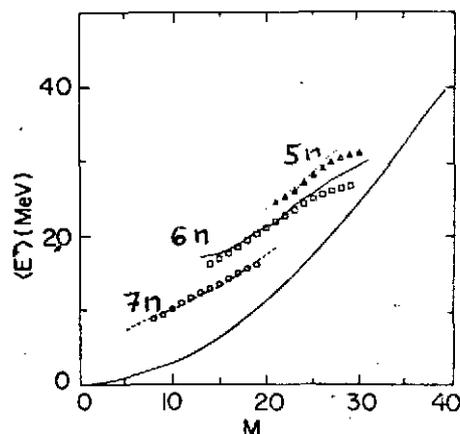


Fig. 49

à propos des lignes d'entrée, est assez bon. Toutefois, ce calcul est incapable de reproduire l'inflexion observée sur les lignes d'entrée relatives aux voies 5 et 6n, inflexions qui rapprochent ces lignes de la ligne yrast. Cette courbure de la ligne d'entrée est attribuée à un changement de structure des noyaux concernés, qui intervient à haut spin.

Notons que sur les figures présentées, la variable retenue est la multiplicité. c'est à dire une grandeur effectivement tirée de l'expérience. Obtenir le spin associé à une valeur donnée de  $M$  présente les difficultés évoquées, liées à une connaissance imparfaite de la multipolarité de chaque transition. Compte-tenu de l'excellent accord général que rencontre ce calcul de Monte-Carlo, c'est lui qui est exploité pour obtenir la correspondance  $I(M)$ <sup>15</sup>.

Chacun des compteurs NaI qui composent le spectromètre de spin est à une distance de la cible ( $\sim 18\text{cm}$ ) telle qu'en moyenne il ne détecte qu'un seul photon d'une cascade

donnée. De ce fait, les 69 détecteurs NaI peuvent être exploités individuellement pour fournir des renseignements sur la forme du spectre de désexcitation. Deux exemples de telles possibilités sont illustrés sur les figures 50 et 51.

- La première montre la forme du spectre  $\gamma$  associé aux différents noyaux résiduels. Ces spectres correspondent à de différentes valeurs de la multiplicité et, après déconvolution, ils sont normalisés à cette multiplicité.

- Les NaI sont regroupés par familles de détecteurs placés au même angle par rapport au faisceau. Cinq angles entre  $24.3^\circ$  et  $87.3^\circ$  (et leurs suppléments) sont ainsi disponibles, et permettent d'établir la distribution angulaire des photons (l'étude des corrélations angulaires est également possible). Sur la figure 51, le rapport  $n(24^\circ)/n(87^\circ)$ , voisin de l'anisotropie, est tracé en fonction de l'énergie des photons pour trois isotopes et différentes valeurs de la multiplicité.

Cet ensemble de données permet d'étudier les propriétés de chaque isotope en fonction de la multiplicité, et donc du spin, et de comparer comment ces propriétés varient avec le nombre de neutrons. Ainsi, le noyau le plus lourd  $^{161}\text{Yb}$ , bon rotor à bas spin, présente un comportement qui rappelle celui déjà discuté pour les erbiums de masse  $A \approx 160$  : une large structure continue formée de transitions quadrupolaires, et dont l'énergie maximale croît avec le spin.

Cette caractéristique se retrouve pour  $^{160}\text{Yb}$ . Le moment d'inertie effectif  $|J^{(1)}|$  déduit de ces mesures pour  $^{160}\text{Yb}$  en opérant comme indiqué pour les erbiums est reporté sur la figure 52. Les valeurs obtenues se raccordent à celles déduites des  $\gamma$  discrets, et n'évoluent que très

faiblement de  $35$  à  $55\hbar$ , en accord avec l'image de la rotation collective d'un noyau déformé. Un comportement nouveau apparaît toutefois pour les hauts spins ( $I \approx 50\hbar$ ), révélé par la présence d'un pic d'énergie  $\approx 600$  KeV qui, avec l'hypothèse de transitions alignées admise dans

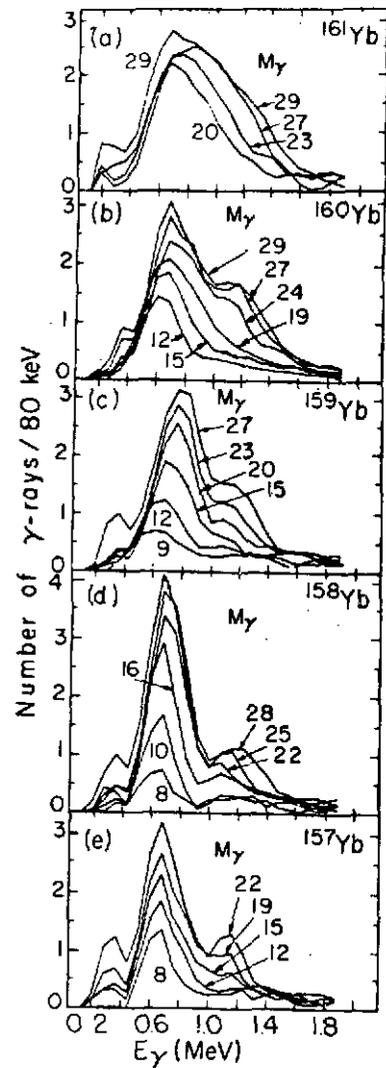


Fig. 50

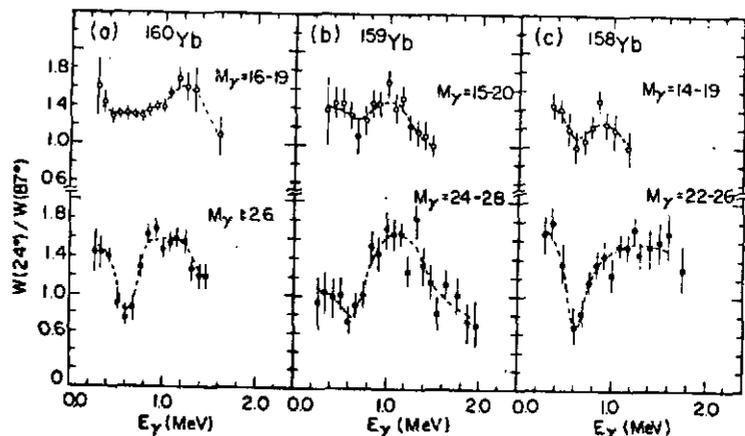


Fig. 51

l'analyse, est constitué de dipôles (cf. figure 51a). La courbure observée sur la ligne

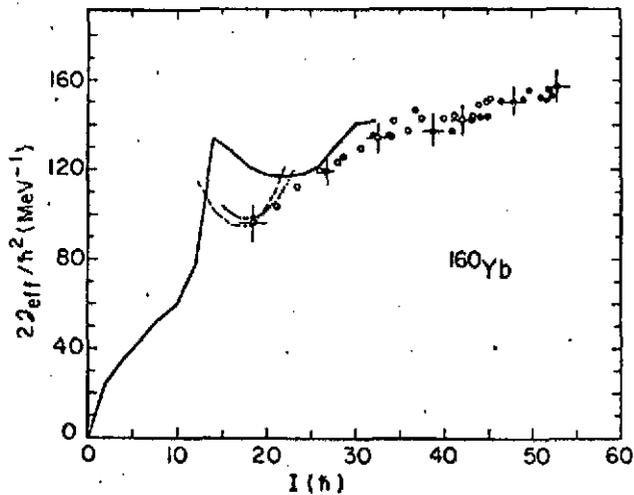


Fig. 52 : Les points représentent le moment d'inertie effectif déduit du spectre continu observé dans la réaction  $^{20}\text{Ne} + ^{146}\text{Nd}$  (à 136 MeV pour les cercles et 149 MeV pour les points noirs). Les courbes correspondent aux données déduites des  $\gamma$  discrets de la bande fondamentale (trait continu) et de deux bandes latérales (pointillés).

d'entrée pour les plus grandes valeurs de la multiplicité est aussi liée à ce phénomène. Cette composante dipolaire apparaît à des spins de plus en plus bas quand le nombre de neutrons diminue. Une telle évolution est reliée à des changements de la forme d'équilibre du noyau, changements induits par la rotation. Une tentative d'interprétation de ces données<sup>15</sup> est esquissée sur les figure 53 et 54.

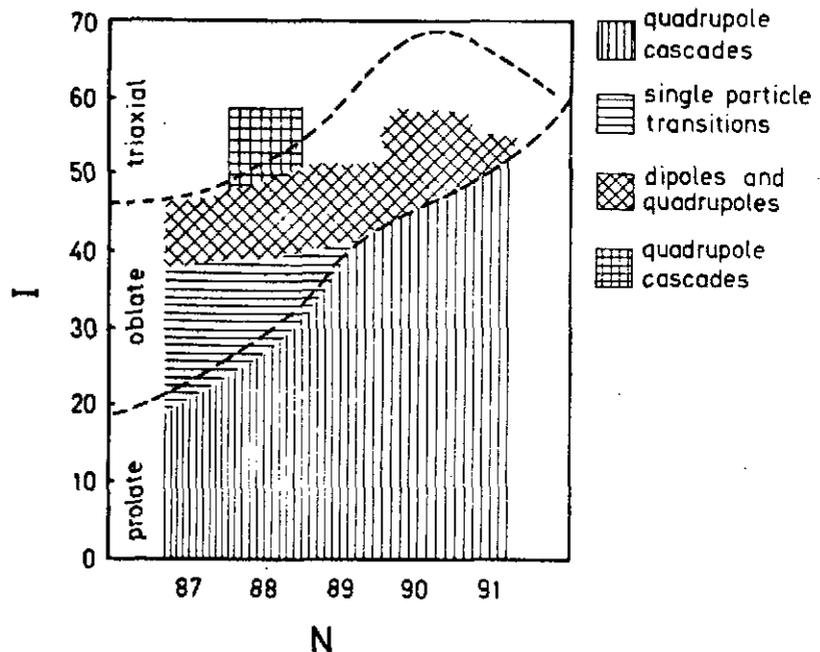


Fig. 53

Cette dernière représente, dans le plan  $\beta - \gamma$  et en trait plein, la trajectoire en fonction du spin (dont les valeurs sont portées près des points) calculées<sup>66</sup> à l'aide du modèle de cranking. Les changements de forme que l'on pourrait concevoir, compte-tenu des observations expérimentales, suggèrent les tracés en pointillés. Au voisinage de l'état fondamental, ces isotopes ont une forme d'équilibre allongée (prolate) imposée par les forces de pairing. Une transition vers une forme oblate se produit, à un moment angulaire qui diminue avec le nombre de neutrons. Les mélanges de transitions quadrupolaires et dipolaires observées aux plus hauts spins correspondraient à des transitions au sein de bandes de grands K construites sur des états de quasi-particules.



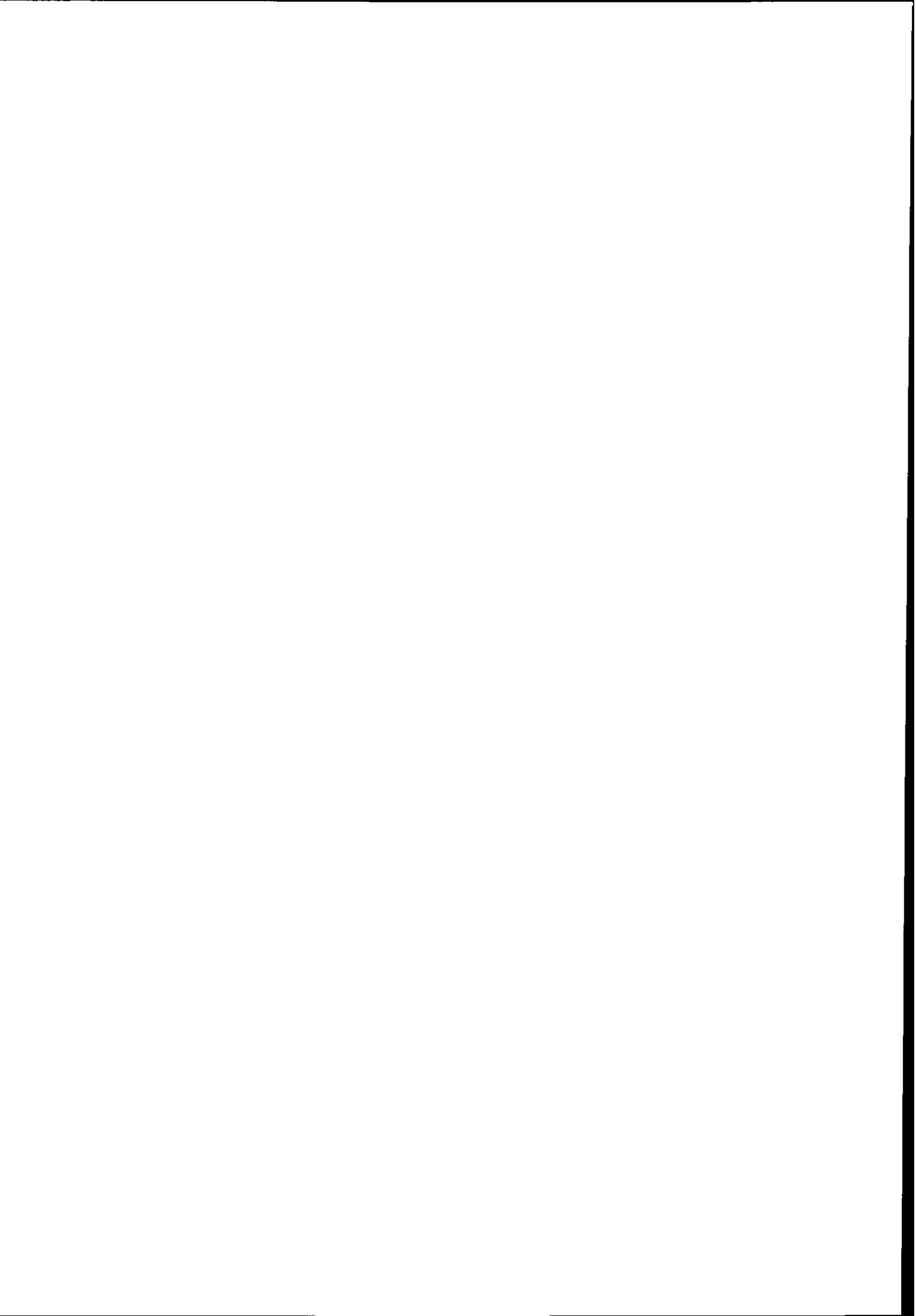
des corrélations de paires. Dans le domaine du continuum, il demeure beaucoup plus encore à préciser : une sélection plus fine dans le plan  $(E^*, I)$ , une étude individuelle complète de chaque chemin de désexcitation, apportera un meilleur éclairage sur la nature des mouvements collectifs qui apparaissent dans les noyaux peu déformés (rotations collectives de noyaux oblates autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie ; vibrations collectives... ?), et leur couplage avec les états de quasi-particules . Elle permettra de suivre avec plus de précision les changements de forme du noyau. Il reste donc beaucoup à faire ...

=====  
=====  
=====

REFERENCES

- 1) S. COHEN, F. PLASIL, W.J. SWIATECKI, Ann. Phys. 82 (1974) 557
- 2) E. GROSSE, Proceedings XX<sup>th</sup> International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy (1982) p.773
- 3) R.S. SIMON et al., Phys. Lett. 108B (1982) 87
- 4) J. PETER, Conférence d'Aussois (Mars 1983)
- 5) P.J. TWIN et al., Conférence de Catanne (Mai 1983)
- 6) D.G. SARANTITES et al., Phys. Rev. C14 (1976) 2138
- 7) D.L. HILLIS et al., Nucl. Phys. A235 (1979) 216
- 8) P.O. TJÖM et al., Phys. Lett. 72B (1978) 439
- 9) H.J. KÖRNER et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 490
- 10) D. HABS et al., Berkeley report 3.79/130
- 11) Th. LINDBLAD et al., AFI Stockholm Annual Report (1981) p.147
- 12) S.Y. Van der WERF, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 221
- 13) D. HABS et al., Proceedings Conference d'Oak-Ridge (Nov.1982) p.451
- 14) M. JÄÄSKELAINEN et al., Nucl. Instr. Meth. 204 (1983) 385
- 15) M. JÄÄSKELAINEN, Thèse, Université de Jyväskylä, Finlande (Mai 1983)
- 16) O. ANDERSEN et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 687
- 17) L. HILDINGSSON, Thesis, A.F.I. Stockholm (1983)
- 18) Y. SCHUTZ, Thèse, Strasbourg (1982)
- 19) A. NOURREDINE, Thèse 3ème cycle, Strasbourg (Juin 1983)
- 20) P. AGUER et al., Phys. Lett. 82B (1979) 55
- 21) T.L. KHOO et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1027
- 22) C.G. LINDEN et al., Z. Physik A227, (1976) 273
- 23) D. HORN et al., Phys. Rev. Lett. 39, (1977) 389
- 24) D. HORN et al., Nucl. Phys. A317 (1979) 520
- 25) A. MOLINARI et al., Nucl. Phys. A239 (1975) 45
- 26) J. BLOMQUIST et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 534
- 27) M. CERKASKI et al., Nucl. Phys. A315 (1979) 269
- 28) A. BOHR et al., Phys. Scripta 24 (1981) 71
- 29) O. HÄUSSER et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 132 et Conférence Strasbourg (1980) p.55
- 30) H. FRAUENFELDER et al., Alpha-Beta and Gamma Ray Spectroscopy, edited by K. Siegbahn North Holland, Amsterdam (1965) Vol.2
- 31) R. DIAMOND et al., Nucl. Rev. Part. Sci. 30 (1980) 85

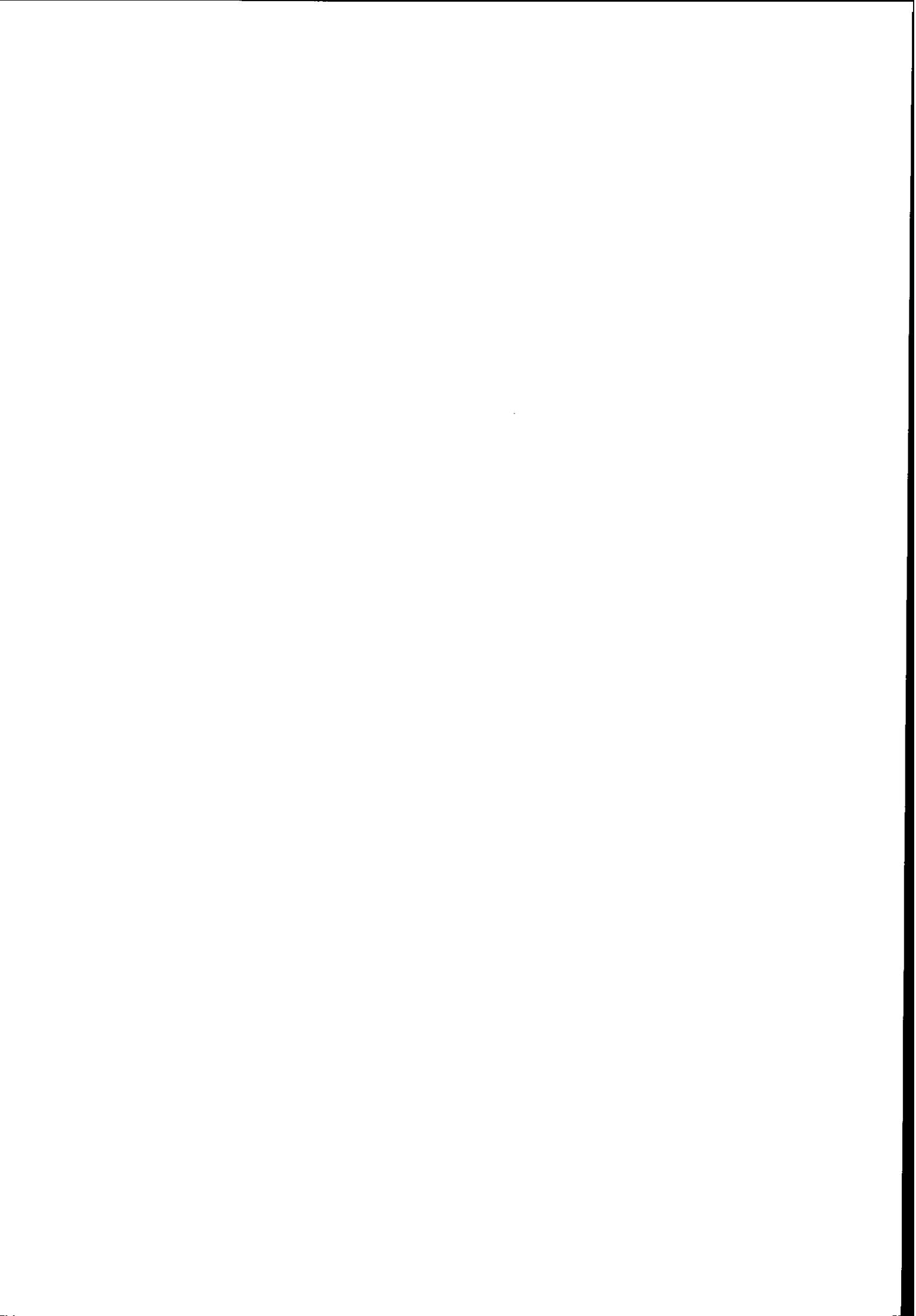
- 32) A. JOHNSON et al., Phys. Lett. B34(1971) 605
- 33) A. BOHR et al., Nucl. Phys. A354 (1981) 303c
- 34) S.M. HARRIS, Phys. Rev. B138 (1965) 509
- 35) C. KITTEL, Physique de l'Etat Solide (Dunod, 5<sup>ème</sup> ed. 1983) p.216
- 36) M.A. DELEPLANQUE et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 409
- 37) M.A. DELEPLANQUE, Proceedings Conference Oak-Ridge (Nov. 1982) p.307
- 38) P.J. TWIN et al., Preprint Daresbury, DL/NUC/P 147E (Mai 1983)
- 39) J. BIALKOWSKI et al., Nucl. Phys. A237, (1981) 261
- 40) Voir exposé de Z. SZYMANSKI
- 41) R. BENGTTSSON et al., Nucl. Phys. A314 (1979) 24 et A327 (1979) 139
- 42) S. FRAUENDORF, Proc. Nuclear Physics Workshop, ICPT, Trieste (1981)
- 43) L.L. RIEDINGER et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 568
- 44) R. KULESSA et al., Z. Phys. A312 (1983) 135
- 45) P. AGUER et al., Phys. Scripta 24 (1981) 140
- 46) J.P. THIBAUD et al., à paraître
- 47) J.O. NEWTON et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 625
- 48) S.J. FEENSTRA et al., Phys. Lett. B80 (1979) 183
- 49) L. WESTERBERG et al., Phys. Rev. C18 (1978) 796
- 50) J.P. VIVIEN et al., Phys. Lett. B85 (1979) 325
- 51) H. HÜBEL et al., Z. Phys. A297 (1980) 237
- 52) H. HÜBEL et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 791
- 53) H. HÜBEL et al., Z. Phys. A304 (1982) 225
- 54) R. KROTH et al., Proceedings Conference d'Oak-Ridge (Nov. 1982)
- 55) P. AGUER et al., Conférence de Bormio, Italie (Janv. 1982)
- 56) L. NGUYEN, Thèse 3<sup>ème</sup> cycle, Orsay (Mai 1982)
- 57) R.J. LIOTTA et al., Nucl. Phys. A297 (1978) 136
- 58) M. WAKAI et al., Nucl. Phys. A307 (1978) 349
- 59) Y.S. CHEN et al., Phys. Scripta 24 (1981) 763
- 60) D. WARD et al., Nucl. Phys. A397 (1983) 161
- 61) S. ABERG et al., Proceedings of the Jülich Symposium, Jülich (1979)
- 62) C.G. ANDERSON et al., Phys. Scripta 24 (1981) 266
- 63) M. PLOSZAJCZAK et al., Nucl. Phys. A379 (1982) 77
- 64) M. JÄÄSKELÄINEN et al., Phys. Lett. 119B (1982) 65
- 65) M. JÄÄSKELÄINEN et al., Nucl. Phys. A396 (1983) 319
- 66) S. ABERG, Phys. Scripta 25 (1982) 23



**RAYONNEMENTS  $\gamma$  DE GRANDE ENERGIE  
EMIS DANS DES REACTIONS DE FUSION-EVAPORATION**

**B. HAAS**

Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg



## I. Introduction

Afin de définir ce que l'on entend par rayonnements  $\gamma$  de grande énergie, je vais tout d'abord rappeler quelles sont, à l'heure actuelle, les différentes composantes connues qui constituent un spectre  $\gamma$  que l'on observe dans une réaction de fusion-évaporation. Par exemple à une énergie de bombardement de 155 MeV, la fusion entre le projectile  $^{34}\text{S}$  et le noyau cible  $^{128}\text{Te}$  va donner un noyau composé  $^{162}\text{Er}$  à une énergie d'excitation de 70 MeV. Ce noyau composé, riche en neutrons,

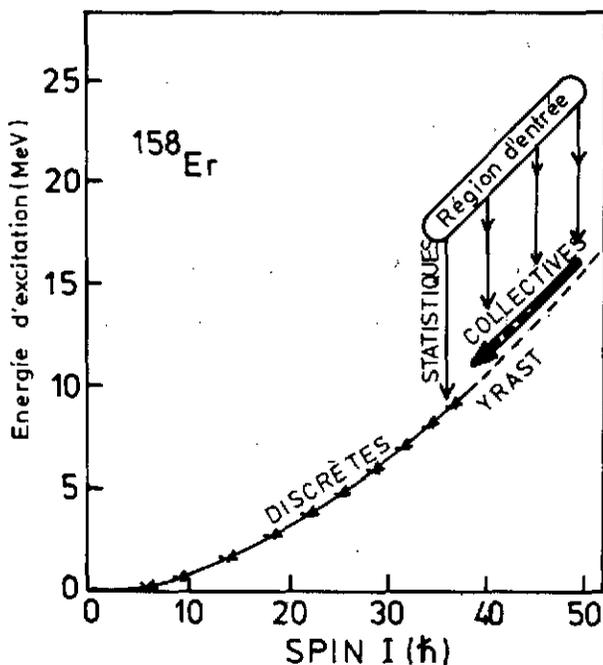


Figure 1. Schéma de désexcitation  $\gamma$  du noyau résiduel  $^{158}\text{Er}$  produit dans la réaction  $^{128}\text{Te}(^{34}\text{S}, 4n)$  à  $E = 155$  MeV.

va se refroidir en émettant, dans un premier temps, principalement des neutrons. L'énergie moyenne dissipée par neutrons est environ de 10 MeV ( $B_n + E_c$  où l'énergie de liaison  $B_n$  est environ de 8 MeV et l'énergie cinétique  $E_c$  environ de 2 MeV). A partir du moment où l'énergie intrinsèque au-dessus de la ligne Yrast est inférieure à  $\sim 10$  MeV (région d'entrée) l'émission de rayonnements  $\gamma$  va démarrer (Fig.1). Dans un premier temps, et toujours pour refroidir les résidus d'évaporation et donc se rapprocher de leur ligne Yrast, il y aura émission de rayonnements  $\gamma$  statistiques qui éliminent peu de

moment angulaire mais beaucoup d'énergie. Ces transitions étant émises dans une zone où la densité de niveaux est encore très grande, il en résulte un très grand nombre et expérimentalement il est impossible de les résoudre même avec des détecteurs  $\gamma$  de très haute résolution. Dans un deuxième temps, on observe fréquemment une série de transitions collectives qui éliminent une bonne part du moment cinétique. Ces transitions qui sont distribuées sur plusieurs bandes collectives plus ou moins parallèles et proches de la ligne Yrast vont

également donner lieu à un continuum, non pas à cause du grand nombre d'états mais parce que leurs énergies sont très voisines. Finalement lorsque le flux  $\gamma$  sera concentré sur la ligne Yrast il sera alors possible d'observer des transitions  $\gamma$  discrètes. Le schéma de décroissance  $\gamma$  du noyau résiduel  $^{158}\text{Er}$  est donné dans la figure 1 alors que dans la figure 2 est présenté le spectre  $\gamma$  jusqu'à une énergie  $E_\gamma \approx 5$  MeV mesuré à l'aide d'un détecteur NaI (diamètre 5",

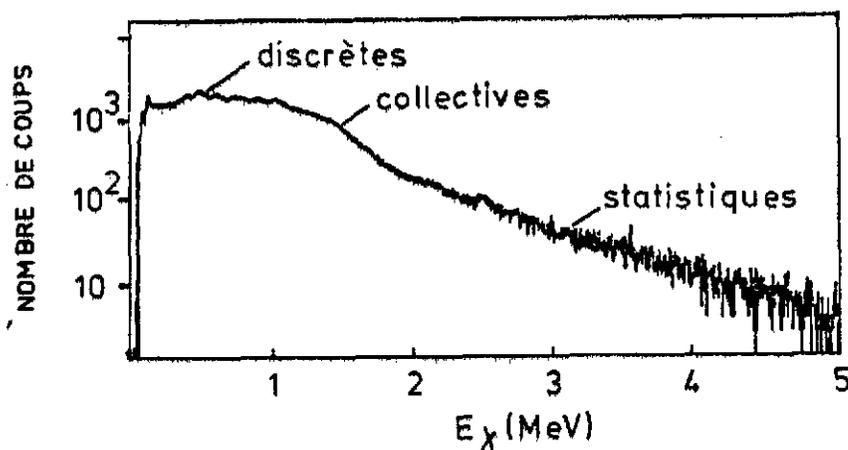


Figure 2. Spectre  $\gamma$  mesuré à l'aide d'un compteur NaI dans la même réaction.

épaisseur 6") dans la réaction mentionnée précédemment. Pour  $E_\gamma \leq 1$  MeV, on distingue les transitions  $\gamma$  discrètes entre les états Yrast jusqu'à  $I \approx 38 \hbar$ . Pour des énergies comprises entre 1 et 2 MeV, apparaît une forte bosse appelée dans la littérature "bump" constituée des transitions étirées quadrupolaires électriques entre les divers états des bandes collectives. Par contre pour  $E_\gamma \geq 2$  MeV, on observe une décroissance linéaire de l'intensité des transitions (spectre représenté en échelle logarithmique). Cette trainée est constituée d'un mélange de transitions statistiques étirées ( $I \rightarrow I - 1$ ) et non étirées ( $I \rightarrow I, I + 1$ ), la nature multipolaire des rayonnements  $\gamma$  étant dipolaire électrique ( $E1$ )<sup>1</sup>.

Comment expliquer cette dépendance exponentielle de l'intensité des transitions statistiques ?

Dans le cas de deux niveaux d'énergie  $E_\lambda$  et  $E_i$  reliée par une transition  $E_\gamma$  la probabilité de transition est proportionnelle  $E_\gamma^{2L+1} \times |\langle \lambda | E1 | i \rangle|^2$  où  $L = 1$  pour des transitions dipolaires.

Dans le cadre du modèle à particule indépendante (modèle de Weisskopf) l'élément de matrice est supposé égal à une constante et la largeur  $\Gamma_\gamma$  sera :

$$\begin{array}{c}
 E_\lambda \text{ --- } \lambda \\
 | \\
 E_i \text{ --- } i
 \end{array}
 \quad
 \Gamma_\gamma \propto E_\gamma^3$$

En supposant maintenant qu'à une énergie d'excitation  $E_\lambda$  il existe non seulement un état mais

$\rho_\lambda$  états par unité d'énergie, on peut définir une intensité de transition  $k$  (strength) par MeV de la façon suivante :  $|\langle \lambda | E | i \rangle|^2 \times \rho_\lambda \equiv k$ . Dans ce cas ci la largeur moyenne  $\bar{\Gamma}_{\gamma i \lambda}$  se mettra sous la forme :

$$\begin{array}{c}
 E_\lambda \text{ --- } \lambda \\
 | \\
 E_\gamma \\
 | \\
 E_i \text{ --- } i
 \end{array}
 \left. \begin{array}{l} \lambda \\ i \end{array} \right\} \rho_\lambda
 \quad \bar{\Gamma}_{\gamma i \lambda} \propto \frac{k}{\rho_\lambda} E_\gamma^3$$

Finalement si  $\rho_i$  états existent à une énergie d'excitation  $E_i$  la largeur gamma totale est la somme des largeurs individuelle  $\bar{\Gamma}_{\gamma i \lambda}$  c'est-à-dire  $\Gamma_{\gamma \text{totale}} = \sum_i \bar{\Gamma}_{\gamma i \lambda}$

$$\begin{array}{c}
 E_\lambda \text{ --- } \lambda \\
 | \\
 E_\gamma \\
 | \\
 E_i \text{ --- } i
 \end{array}
 \left. \begin{array}{l} \lambda \\ i \end{array} \right\} \rho_\lambda
 \quad \Gamma_{\gamma \text{totale}} \propto k \frac{\rho_i}{\rho_\lambda} E_\gamma^3$$

En supposant une dépendance exponentielle de la densité d'états  $\rho$  à une énergie d'excitation  $E$  (au dessus de la ligne Yrast) de la forme  $\rho(E) = \exp(\frac{E}{T})$  où  $T$  est une température moyenne, il est alors aisé de montrer que :

$$\Gamma_{\gamma E i} \propto k E_\gamma^3 \exp\left(-\frac{E_\gamma}{T}\right) \quad (1)$$

où  $k$  est indépendant de l'énergie  $E_\gamma$ . Pour des valeurs  $E_\gamma \geq 2$  MeV, la dépendance en énergie du

spectre  $\gamma$  sera principalement donnée par le terme  $\exp(-\frac{E_\gamma}{T})$  et donc la pente du spectre (représenté en échelle logarithmique) va nous apporter de précieux renseignements sur la température moyenne  $T$ . Cependant cette description est probablement trop simple comme en témoignent les résultats du groupe de Berkeley <sup>2</sup>. En effet ces auteurs ont observé dans la partie haute énergie des spectres  $\gamma$  des épaulements très prononcés (Fig.3). Dans cet exposé "rayonnements  $\gamma$  de grande énergie" désignera les transitions  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma \geq 10$  MeV dont je vais maintenant parler plus en détail.

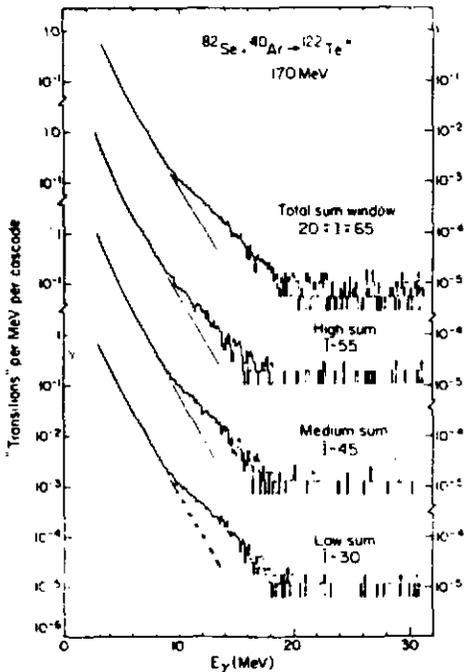
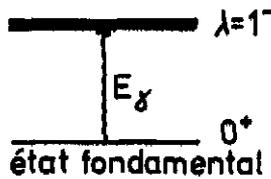


Figure 3. Spectres  $\gamma$  observés dans le cas de la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{82}\text{Se}$  à l'aide de détecteurs NaI(5" x 6") en coïncidences avec un cristal somme.

## II. Résonance dipolaire géante construite sur des états excités, - Hypothèse de Brink.

Il est clair que les résultats expérimentaux de la figure 3 ne peuvent pas être expliqués à l'aide de la relation (1) avec le facteur  $k$  indépendant de l'énergie  $E_Y$ . En fait il est bien connu, dans le cas de réactions photonucléaires, que pour  $E_Y \approx 7$  MeV, la largeur  $\Gamma_{\gamma E1}$  est non pas proportionnelle à  $E_Y^3$  mais à  $E_Y^5$ . Ceci a donc entraîné le remplacement de la fonction intensité  $k$  indépendante de l'énergie par une nouvelle fonction. Expérimentalement, on a pu montrer pour ce type de réactions, que la section efficace moyenne d'absorption  $\bar{\sigma}_{\gamma E1}$  pouvait se mettre sous la forme <sup>3</sup> :

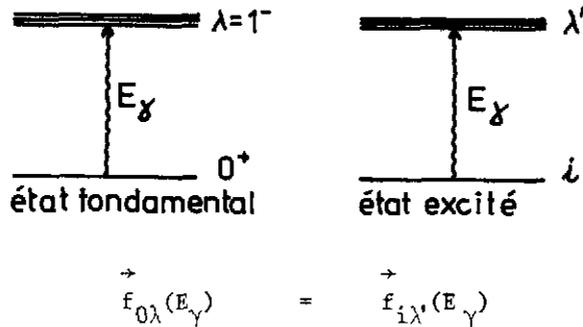


$$\bar{\sigma}_{\gamma E1} \propto \frac{\Gamma_G E_Y^2}{(E_Y^2 - E_G^2)^2 + \Gamma_G^2 E_Y^2} \quad (2)$$

c'est-à-dire que pour une énergie incidente  $E_Y = E_G$  cette dernière quantité augmente de façon dramatique. Dès leur découverte en 1947 par Baldwin et al. <sup>4</sup> dans une mesure de section efficace  $(\gamma, n)$ , ces résonances géantes ont été interprétées comme des mouvements collectifs des nucléons à l'intérieur du noyau. C'est Goldhaber et Teller <sup>5</sup> qui donnèrent à cette première résonance la signification d'un mode dipolaire électrique ( $E1$  ;  $T = 1$ ) où les neutrons et les protons vibrent en opposition de phase. En outre, l'importance des sections efficaces observées a montré que la presque totalité de l'amplitude possible de cette transition était concentrée dans une seule résonance. L'énergie  $E_G$  de la résonance est donnée, du moins pour les noyaux moyens et lourds, par la relation  $E_G = 78 A^{-1/3}$ . A partir de la section efficace d'absorption (2) on peut alors définir une nouvelle fonction intensité  $f$  en posant :

$$\bar{\sigma}_{\gamma E1}(E_Y) \propto E_Y f_{0\lambda}(E_Y) \quad (3)$$

où cette fois-ci la fonction intensité est dépendante de l'énergie  $E_Y$ . Pour le moment nous avons uniquement évoqué le cas de réactions photonucléaires c'est-à-dire nous avons tenu compte de la résonance dipolaire géante (RDG) bâtie sur l'état fondamental. Cependant en 1955 Brink <sup>6</sup> avait suggéré la possibilité d'associer une résonance dipolaire géante à chaque état excité d'un noyau, l'énergie et la largeur étant indépendantes de l'état sur lequel est construite la résonance. Cette hypothèse de Brink peut être représentée schématiquement de la façon suivante :



En supposant que les fonctions intensité pour les processus d'absorption et d'émission soient identiques, on peut alors définir une nouvelle fonction intensité  $\gamma$  dans le cas d'émission de rayonnements dipolaires électriques :

$$f_{0\lambda}^+(E_\gamma) = f_{i\lambda'}^+(E_\gamma) = f_{i\lambda}^+(E_\gamma) = f(E_\gamma)$$

$$\text{avec } f(E_\gamma) = \frac{\Gamma_G E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_G^2)^2 + \Gamma_G^2 E_G^2} \quad (4)$$

On remarquera dans la figure 3 que les épaulements  $\gamma$  sont précisément centrés vers  $E_\gamma \approx 15$  MeV donc à des énergies très voisines de  $E_G = 15.6$  MeV calculés à partir de la relation  $78 A^{-1/3}$  avec  $A = 122$ . De plus ces rayonnements  $\gamma$  de grande énergie ayant été observés en coïncidences avec différentes tranches sur l'énergie somme gamma, il est fort probable qu'ils soient émis à haute énergie d'excitation. C'est pourquoi Newton et al.<sup>2</sup> ont suggéré d'utiliser la fonction intensité  $f(E_\gamma)$  définie à l'aide de la relation (4). En supposant donc que la RDG soit responsable de l'origine de ces rayonnements  $\gamma$ , la probabilité d'émission gamma, pour un noyau ayant une énergie d'excitation donnée, peut se mettre sous la forme

$$P \propto f(E_\gamma) E_\gamma^3 \exp\left(-\frac{E_\gamma}{T}\right) \quad (5)$$

Cette expression remplace la relation (1) et  $f(E_\gamma)$  est maintenant la nouvelle fonction intensité dépendant de l'énergie  $E_\gamma$ .

### III. But de l'expérience

Afin de préciser l'origine de ces rayonnements  $\gamma$  de grande énergie et en particulier pour voir si la RDG construite sur des états excités de grande énergie et de haut spin était responsable du phénomène observé par Newton et al.<sup>2</sup>, nous avons mesuré d'une part la multiplicité moyenne de ces transitions  $\gamma$  (c'est-à-dire le nombre de rayonnements  $\gamma$  en coïncidences) mais également leurs distributions angulaires pour mettre en évidence leur éventuel caractère dipolaire. Contrairement aux techniques utilisées par le groupe de Berkeley qui n'ont pas permis de

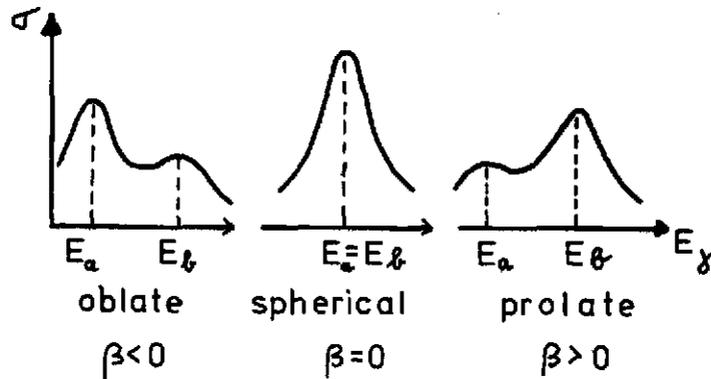


Figure 4. Représentation schématique de la section efficace de photoabsorption suivant la valeur du paramètre de déformation  $\beta$ .

sélectionner un noyau résiduel défini, nous avons réussi, grâce à des mesures de coïncidences retardées à l'aide d'un "filtre de temps" à identifier une voie de sortie donnée.

Finalement notre espoir était d'observer des structures dans la fonction intensité  $f(E_\gamma)$ . En effet il est bien connu, dans le cas de noyaux déformés à symétrie axiale, que la RDG se fragmente en deux composantes. Danos<sup>7</sup> et Okamoto<sup>8</sup>, en utilisant un modèle hydrodynamique simple, ont montré que la différence en énergie de ces deux composantes est directement reliée à la déformation du noyau :

$$E_b - E_a \approx 0.86 \beta \bar{E} \quad (6)$$

où  $\beta$  est le paramètre de déformation et  $\bar{E}$  l'énergie moyenne en MeV ( $78 A^{-1/3}$ ) des deux composantes  $E_a$  et  $E_b$ . Pour un noyau bien déformé ( $\beta \approx 0.3$ ) de la région de masse  $A = 150$  la relation (6) conduit à une différence en énergie de l'ordre de 4 MeV. Le modèle prédit également que la section efficace de photoabsorption doit avoir l'allure indiquée sur la figure 4, c'est-à-dire deux composantes inégales, avec une forte composante de haute énergie dans le cas d'un noyau allongé (prolate) et le contraire dans le cas d'un noyau aplati (oblate). Dans la figure 5 est reportée l'évolution de la forme de la RDG observée en réaction photonucléaire<sup>9</sup> sur les isotopes du Sm, entre le noyau  $^{144}\text{Sm}$

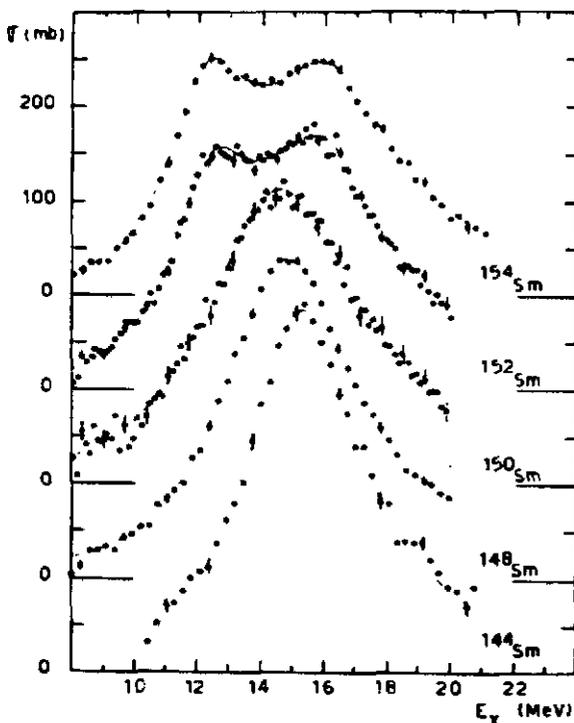


Figure 5. Evolution de la forme de la RDG observée en réaction photonucléaire sur les isotopes du Samarium.

( $N = 82$ ) sphérique et le noyau  $^{154}\text{Sm}(N = 92)$  allongé. Si dans le cas de réactions de fusion-évaporation avec des ions lourds il était possible de mettre en évidence, comme dans le cas de réactions photonucléaires, des structures dans la RDG, nous disposerions d'un moyen unique pour déterminer à la fois l'amplitude et le signe de la déformation de noyaux excités à haut moment angulaire.

#### IV. Description de l'expérience

Une vue schématique du dispositif expérimental est donnée dans la figure 6. Les rayonnements  $\gamma$  de grande énergie étaient détectés dans le gros compteur NaI (diamètre 10", épaisseur 12") positionné soit à  $0^\circ$ ,  $38^\circ$  ou  $90^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau incident. La sélection de la voie de sortie était réalisée grâce au filtre de temps constitué de douze petits détecteurs NaI ( $2" \times 2"$ ) placés au dessus et en dessous de la chambre de réaction, à  $\sim 6$  cm de la cible. En demandant une coïncidence prompte entre le gros compteur et chacun des détecteurs NaI ( $5" \times 6"$ ) il a été possible de déterminer le spectre de multiplicité moyenne des transitions gamma en fonction de  $E_\gamma$ . Le bloc de polyéthylène placé entre la cible et le gros compteur servait de ralentisseur aux neutrons et permettait de séparer, par temps de vol, les neutrons et les rayonnements  $\gamma$ .

Puisque l'intensité des transitions  $\gamma$  du continuum décroît tellement rapidement avec leur énergie  $E_\gamma$  (environ trois ordres de grandeur entre 2 et 8 MeV, voir fig.3), afin d'obtenir des

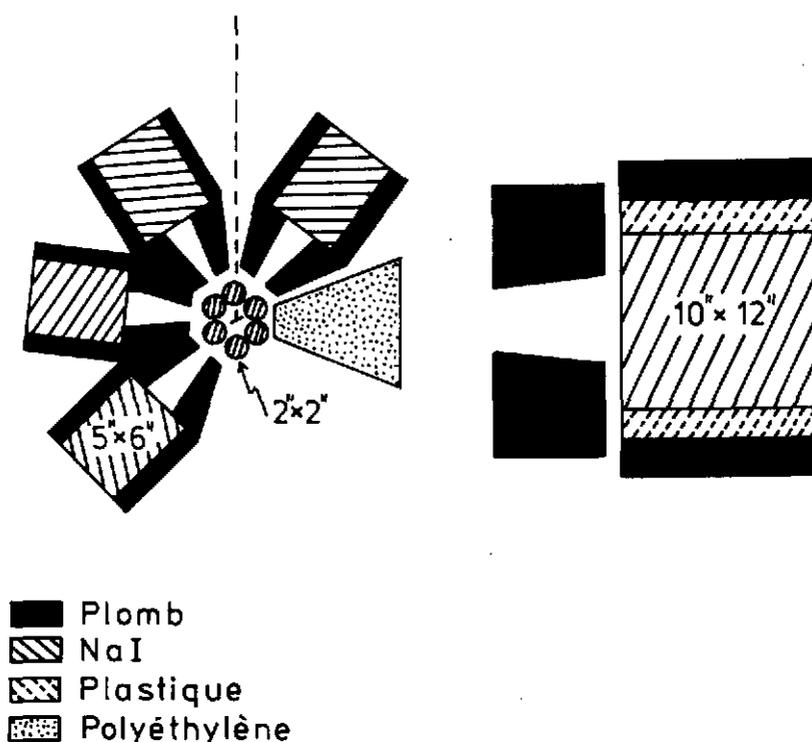


Figure 6. Vue schématique du dispositif expérimental.

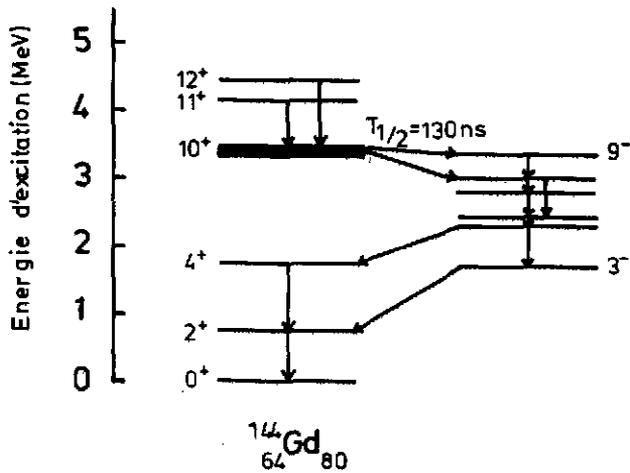


Figure 7. Schéma de niveaux du noyau  $^{144}\text{Gd}$

informations fiables pour  $E_\gamma \geq 4$  MeV, nous avons porté un soin tout particulier aux techniques de détection pour nous affranchir des problèmes inhérents à ce genre de mesure. Les points expérimentaux cruciaux sont les suivants :

- contaminations venant d'impureté dans la cible
- discrimination neutron-gamma
- calibrage en énergie pour  $2 \leq E_\gamma \leq 20$  MeV
- réjection des rayonnements cosmiques et fonction de réponse

e) réjection des événements empilés

f) stabilité en gain du gros NaI en fonction du temps et de la position

Je vais passer en revue ces différents points car la forme du spectre  $\gamma$ , le nombre absolu de transitions  $\gamma$  par cascade, la multiplicité  $\gamma$  ainsi que les distributions angulaires en dépendent fortement.

#### a) Sélection de la voie de sortie

Nous avons utilisé la réaction  $^{120}\text{Sn}(^{28}\text{Si}, 4n\gamma)^{144}\text{Gd}$  à une énergie incidente de 145 MeV. Le faisceau de silicium, fourni par l'accélérateur MP Tandem de Strasbourg, était pulsé, le taux de répétition étant 400 ns et la largeur des paquets  $\sim 2$  ns. La sélection de la voie de sortie 4n a été faite grâce à l'isomère  $^{10}\text{I}^\pi = 10^+$ ,  $T_{1/2} = 130$  ns dans le noyau  $^{144}\text{Gd}$  (Fig.7). Les

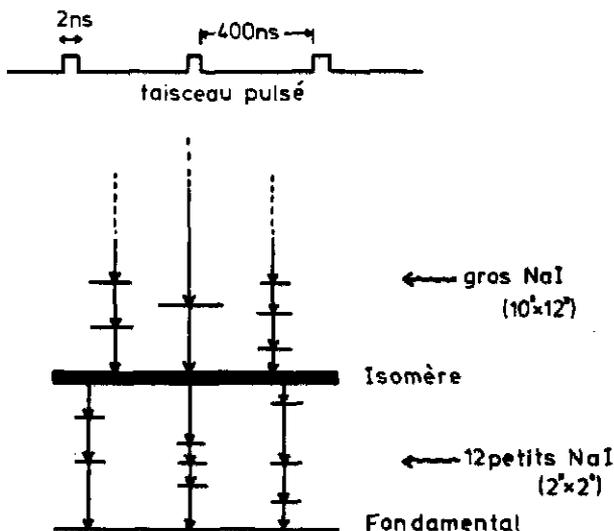


Figure 8. Principe du "filtrage en temps"

rayonnements  $\gamma$  retardés par rapport au faisceau (ou plus précisément par rapport au moment de bombardement de la cible) étaient détectés grâce au jeu des douze petits NaI. De cette façon il était possible d'isoler les transitions  $\gamma$  situées en-dessous de l'isomère  $T_{1/2} = 130$  ns. Les impulsions promptes du gros NaI étaient prises en compte par le système d'acquisition si et seulement si elles étaient en coïncidences différées dans une plage de temps  $\Delta t (40 \leq \Delta t \leq 360 \text{ ns})$  avec au moins une impulsion retardée des petits NaI. Le spectre  $\gamma$  quasi-

direct ainsi obtenu ne contenait plus que les transitions  $\gamma$  du noyau  $^{144}\text{Gd}$  situées au-dessus de l'isomère ou alors des transitions  $\gamma$  appartenant aux noyaux intermédiaires peuplés lors de la désexcitation du noyau composé  $^{148}\text{Gd}^*$  (c'est-à-dire les noyaux  $^{148-145}\text{Gd}$ ) mais dans tous les cas de figure il fallait que lors du processus de désexcitation il y ait eu évaporation de quatre neutrons, le noyau final de la cascade étant  $^{144}\text{Gd}^*$ . Il faut souligner que cette technique de filtrage par un isomère est beaucoup plus efficace que la sélection d'une voie de sortie par sélection de transitions  $\gamma$  discrètes à l'aide d'un compteur Ge(Li). Dans le cas de notre expérience, l'efficacité mesurée du filtre de douze petits NaI étaient de 30 %. Finalement, et c'est là un point très important, cette technique permet aussi de rejeter les transitions  $\gamma$  provenant de réactions avec des impuretés de la cible (carbone ou oxygène). En effet les noyaux résiduels formés lors des réactions  $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$  et  $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$  ne possèdent pas d'états isomériques de vie moyenne comparable à celle de l'isomère dans le noyau  $^{144}\text{Gd}$ .

#### b) Discrimination neutron-gamma

La distance cible-gros compteur était de 60 cm alors que la distance entre la cible et le bloc de polyéthylène (épaisseur 20 cm) était de 7 cm. Comme déjà mentionné précédemment ce bloc ralentissait les neutrons et permettait ainsi une discrimination par temps de vol des rayonnements  $\gamma$  et neutrons. La différence en temps entre l'instant de détection d'un événement ( $\gamma$  ou n) dans le compteur NaI et le moment où la réaction nucléaire a eu lieu est donnée par un convertisseur temps-amplitude (C.T.A. dans la figure 9). Le déclenchement est donné par le signal rapide du gros NaI et l'arrêt par le signal R.F. du faisceau. Ce dernier signal était retardé électroniquement de 200 ns. Plusieurs cas de figures peuvent se présenter. Dans le cas (1) un rayonnement  $\gamma$  est détecté dans le compteur. En négligeant le temps de vol de ce rayonnement, la différence en temps  $\Delta T$  entre cet événement et l'instant de réaction sera 200 ns. Dans le cas (2) un neutron est détecté dans le compteur. Du fait de son temps de vol, la différence en temps  $\Delta T$  sera inférieure à 200 ns et ce genre d'événement va donner lieu à une bosse située à gauche du pic  $\gamma$  dans le spectre de temps. Dans le cas (3) un neutron très lent (thermique) ayant un temps de vol supérieur à 200 ns est détecté. Le convertisseur temps-amplitude est démarré et ne pourra être arrêté par le paquet de faisceau qui a donné lieu à l'événement mais par le prochain paquet. La différence en temps  $\Delta T$  sera ainsi supérieure à 200 ns et ce genre d'événements sera situé à droite du pic  $\gamma$  dans le spectre de temps.

Dans la figure 10 sont reportés plusieurs spectres mesurés avec le gros compteur NaI et correspondant à différentes tranches du spectre de temps de vol. Le spectre F3 correspond à une sélection des rayonnements  $\gamma$ , les spectres F2 et F1 à une sélection de neutrons lents (temps de vol  $< 200$  ns) alors que le spectre F4 est obtenu en sélectionnant les neutrons

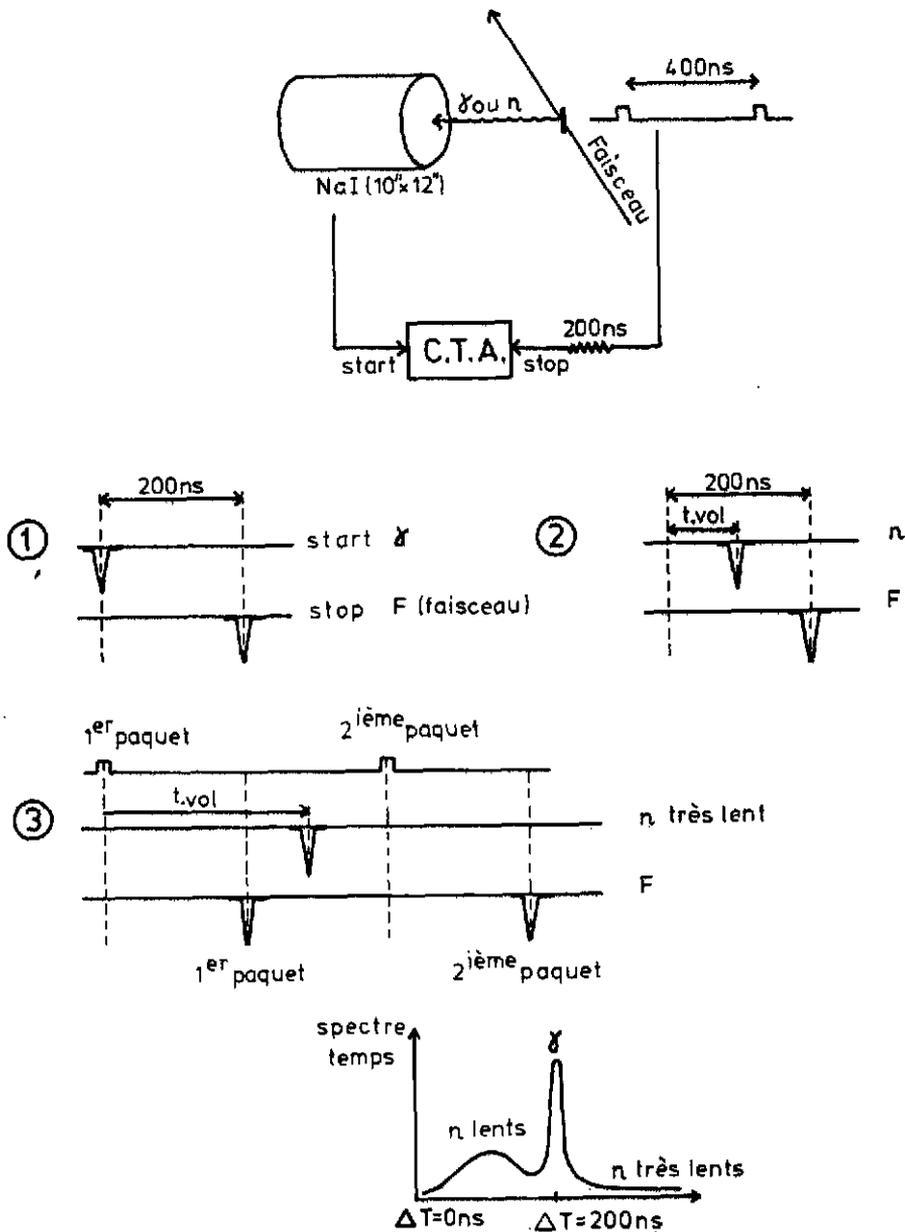


Figure 9. Discrimination neutron-gamma par temps de vol

thermiques. Il faut remarquer que pour identifier des transitions gamma d'énergie  $E_{\gamma} \geq 10$  MeV il est essentiel de rejeter les événements dûs aux neutrons (spectres F1 et F2).

### c) Calibrage en énergie entre 2 et 20 MeV

Le calibrage à basse énergie ( $E_{\gamma} \leq 7$  MeV) a été effectué à l'aide d'une source Am Be avant et après chaque mesure. Les particules  $\alpha$  émises par les noyaux Am conduisent à la réaction  $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}^*$  permettant l'observation de la transition  $E_{\gamma} = 4.44$  MeV entre le premier état excité et le niveau fondamental du noyau  ${}^{12}\text{C}$ . De plus les neutrons, ralentis dans le bloc de polyéthylène, réagissent avec l'hydrogène dans le bloc de plastique et l'iode dans le cristal donnant lieu aux réactions de capture  $\text{H}(n,\gamma)$  et  ${}^{127}\text{I}(n,\gamma)$ . Les rayonnements  $\gamma$  émis dans les

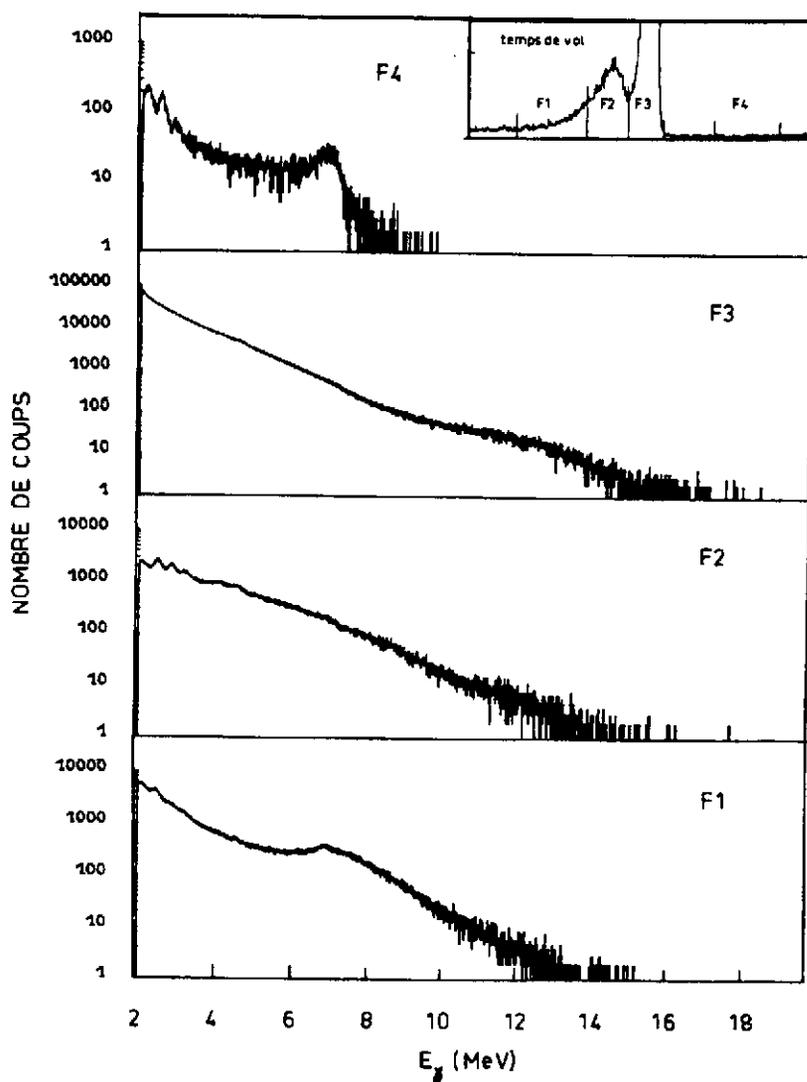


Figure 10. Spectres mesurés avec le gros compteur NaI et correspondant à différentes sélections en temps.

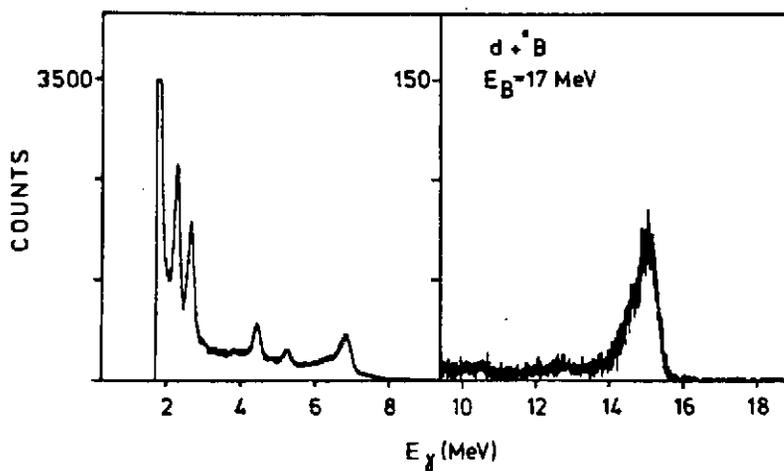


Figure 11. Spectre  $\gamma$  de calibration mesuré à l'aide de la réaction  $d + {}^{11}\text{B}$ .

deux réactions sont respectivement de 2.223 et 6.797 MeV. Afin d'obtenir un point à plus haute énergie nous avons utilisé la réaction  $d + {}^{11}\text{B} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}$  \* l'énergie du faisceau incident de bore étant de 17 MeV. Dans le spectre  $\gamma$  de la figure 11, en plus des transitions  $\gamma$  déjà observées avec la source d'Am Be, on peut également voir la transition de 15.1 MeV vers l'état fondamental du noyau  ${}^{12}\text{C}$ . Ces quatre transitions  $\gamma$  nous ont ainsi permis de calibrer le gros compteur sur une très grande plage en énergie et dans les mêmes conditions expérimentales que pour la réaction de fusion  ${}^{120}\text{Sn} + {}^{28}\text{Si}$ .

#### d) Réjection des rayonnements cosmiques et fonction de réponse

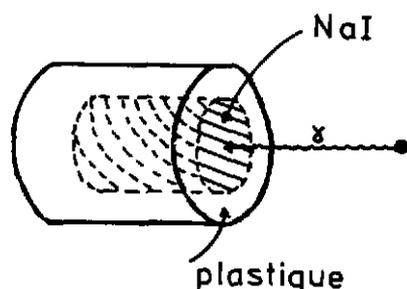


Figure 12. Compteur NaI en anti-coïncidence avec le plastique

Le gros compteur NaI était entouré d'une couronne de plastique (NE102). Si une impulsion dans le plastique était détectée en coïncidence prompte avec une autre impulsion dans le compteur NaI, l'événement était rejeté. De cette façon nous avons non seulement fortement diminué le bruit de fond causé par les rayonnements cosmiques mais aussi sensiblement amélioré la fonction de réponse du détecteur étant donné que les événements dus à des diffusions Compton de rayonnements  $\gamma$  entre NaI et plastique étaient également éliminés. Dans ces conditions,

la résolution en énergie à  $E_\gamma = 15$  MeV était de 5 %.

#### e) Réjection des événements empilés

Par événements empilés j'entends des événements rapprochés dans le temps que le circuit électronique classique n'arrive pas à distinguer. Dans ce cas les impulsions seront sommées et l'impulsion résultante simulera donc un événement dont l'énergie sera égale à la somme des énergies individuelles des événements empilés. Pour diminuer la probabilité de détection de deux transitions  $\gamma$  d'une même cascade, nous avons sévèrement collimaté le compteur à l'aide d'un écran de plomb (Fig.6), l'angle solide sous-tendu étant de  $48 \times 10^{-3}$  stéradians. Il faut toutefois ajouter que la perturbation du spectre  $\gamma$  à haute énergie ( $E_\gamma \geq 8$  MeV) causé par ce genre d'effet est minime étant donné que la probabilité d'empilement de transitions  $\gamma$  dont la somme en énergie est supérieure à 8 MeV est très faible. Ceci n'est toutefois pas vrai dans le cas où il y a empilement d'un rayonnement  $\gamma$  et d'un neutron d'une même cascade (voir Fig.10). Cet événement ne peut être rejeté par discrimination n- $\gamma$  puisque le temps de vol sera déterminé par le rayonnement  $\gamma$ . Par contre grâce à un circuit électronique anti-empilement rapide <sup>11</sup> nous avons pu éliminer une très grande partie de ce type d'événements.

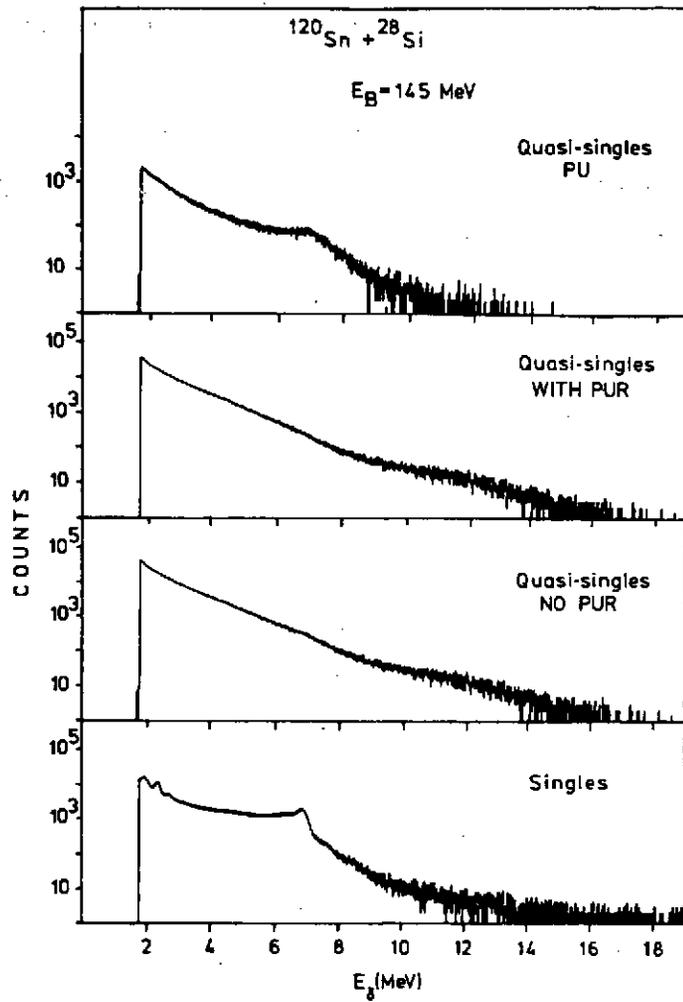


Figure 13. Spectres  $\gamma$  avec et sans la condition d'anti-empilement

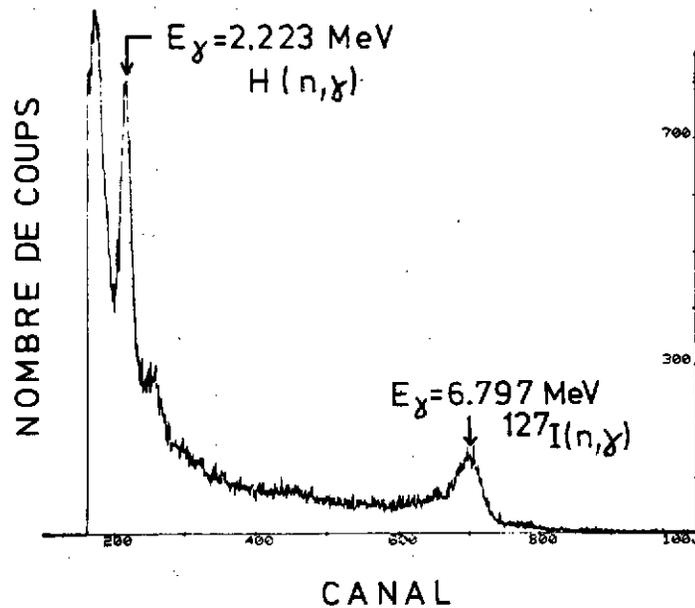


Figure 14. Spectre  $\gamma$  produit par des neutrons thermiques.

La deuxième classe d'événements empilés correspond au cas où deux transitions  $\gamma$  d'événements différents sont détectés "simultanément" dans le compteur. En limitant le taux de comptage global dans le compteur à 3000 coups/sec ce genre d'effet peut être considéré comme négligeable. Dans la figure 13 sont représentés un spectre direct sans aucune condition, un spectre quasi-direct sans la condition anti-empilement (No Pile Up Reject), le même spectre quasi-direct avec la condition anti-empilement (with PUR) alors que dans la partie supérieure est représentée la différence des deux spectres précédents. La réjection des événements empilés s'avère donc particulièrement importante pour la région d'énergie 6-10 MeV.

#### f) Variation de gain

Afin de vérifier la stabilité en gain de la chaîne de détection du gros NaI en fonction du temps, outre les spectres en source mesurés avant et après chaque mesure, nous avons également généré un spectre  $\gamma$  produit par les neutrons thermiques (spectre correspondant à la fenêtre F4 dans la figure 10). Les deux pics  $\gamma$  dus aux réactions de capture avec l'hydrogène et l'iode ont permis de contrôler le gain durant la prise de données (Fig.14). Lors des mesures de distributions angulaires, les dérives de gain systématiques en fonction de l'angle, dues à l'influence des champs magnétiques, ont été ainsi pu être corrigées. Par contre le détecteur étant positionné à un angle donné, aucune dérive significative ( $\leq 0.2\%$ ) du gain n'a pu être décelée. Ce contrôle du gain présente l'énorme avantage de pouvoir être effectué "in situ" durant l'expérience.

#### V. Résultats expérimentaux

Un spectre  $\gamma$  quasi-direct, dépourvu de tous les effets parasites possibles mentionnés dans le paragraphe précédent, est présenté dans la figure 15. Pour  $2 \leq E_\gamma \leq 8$  MeV on observe clairement la décroissance exponentielle en intensité des transitions statistiques émises après évaporation des quatre neutrons. Par contre pour  $E_\gamma \geq 8$  MeV, l'intensité du spectre est considérablement plus élevée que ce qui est prévu en extrapolant l'allure du spectre basse énergie. L'origine de ces rayonnements  $\gamma$  n'est donc pas la même. Le nombre de transitions  $\gamma$  ( $E_\gamma \geq 10$  MeV) est de  $(2.8 \pm 0.6) \times 10^{-3}$  par cascade, c'est-à-dire que lors de la désexcitation de 1000 noyaux composés  $^{148}\text{Gd}^*$  il n'y a que  $\sim 3$  cascades comprenant à la fois quatre neutrons et un rayonnement  $\gamma$  de grande énergie. Avant de discuter de la possibilité d'associer ces rayonnements à la RDC, je vais présenter les résultats des mesures de multiplicité et de distribution angulaire. La multiplicité moyenne  $\langle M \rangle$  des transitions  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  a été obtenue à partir de l'expression <sup>12</sup> :

$$\langle M - 1 \rangle = \frac{N_{QC}}{N_{QD}} \times \frac{1}{4\pi\Omega} \quad (7)$$

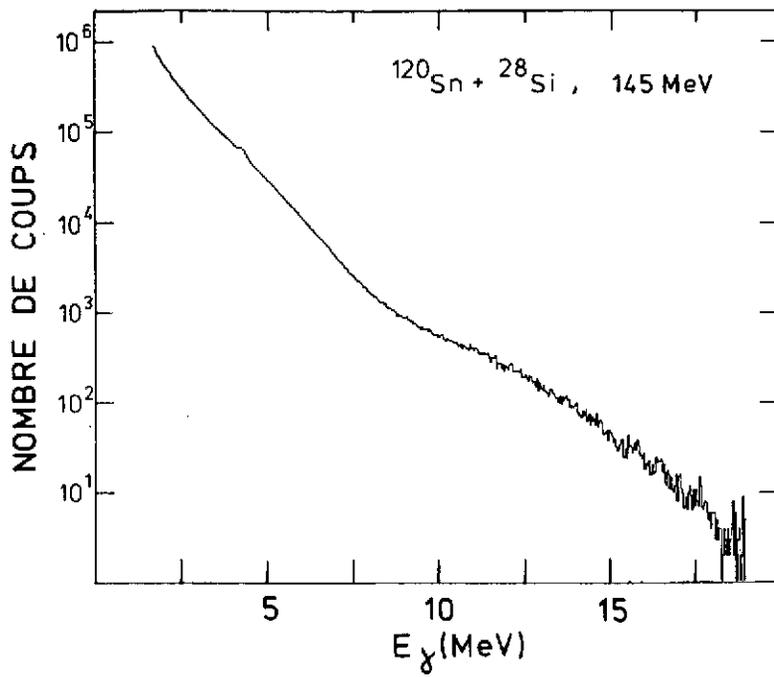


Figure 15. Spectre  $\gamma$  quasi-direct mesuré avec le gros compteur NaI

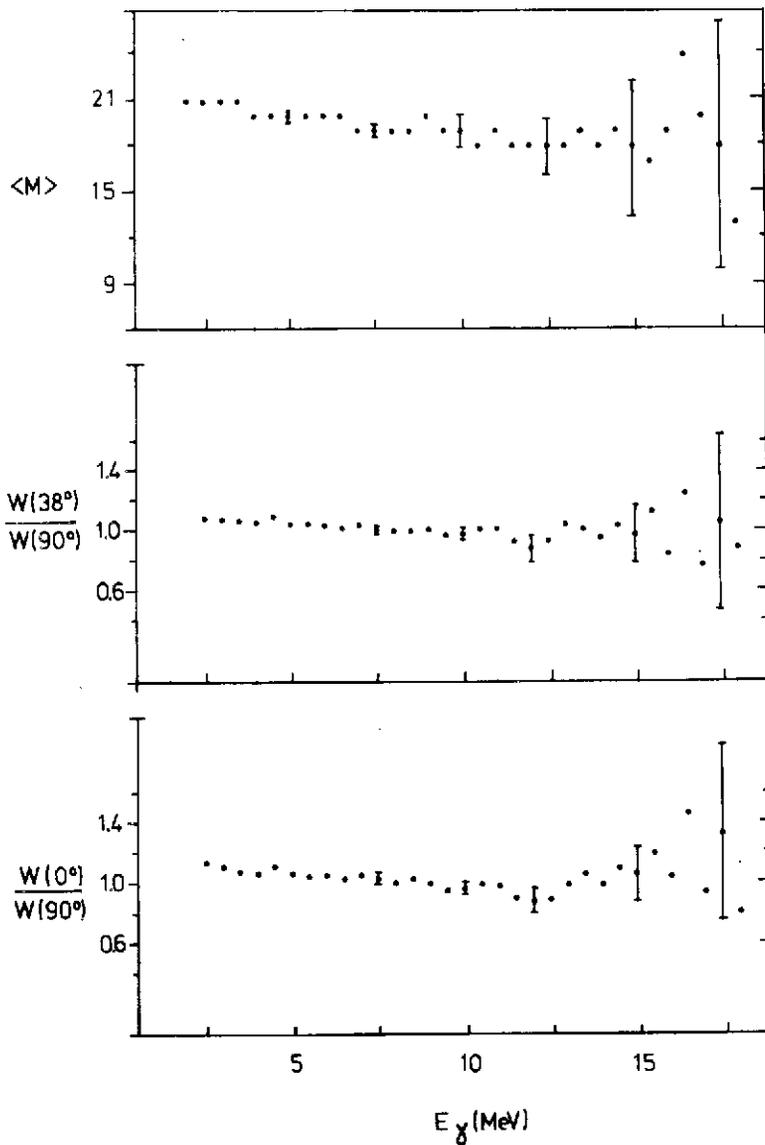


Figure 16. Spectre de multiplicité  $\gamma$  et rapports d'anisotropie en fonction de l'énergie  $E_\gamma$  des transitions

où  $\epsilon\Omega$  est le produit de l'efficacité moyenne par l'angle solide de l'un quelconque des quatre détecteurs NaI(5" x 6") (dans notre cas  $\epsilon\Omega = 0.67\%$ ),  $N_{QD}$  est le spectre  $\gamma$  quasi-direct mesuré avec le gros compteur et  $N_{QC}$  le spectre quasi-coïncidence c'est-à-dire le spectre  $\gamma$  du même compteur en coïncidence avec l'un des quatre détecteurs 5" x 6". Notons que dans l'expression (7) il n'est pas nécessaire de connaître la quantité  $\epsilon\Omega$  relative au gros détecteur NaI. La multiplicité moyenne  $\langle M \rangle$  est reportée dans la partie supérieure de la figure 16 en fonction de  $E_\gamma$ . Il faut se rappeler que  $\langle M \rangle$  ne tient pas compte des transitions  $\gamma$  retardées situées sous l'isomère. Alors que pour des énergies de transition  $E_\gamma \approx 2.5$  MeV la multiplicité moyenne est de 21, cette valeur décroît progressivement pour les énergies  $E_\gamma$  plus élevées et atteint  $\sim 18$  pour  $E_\gamma = 15$  MeV. Cet effet est probablement dû à la plus faible énergie disponible dans

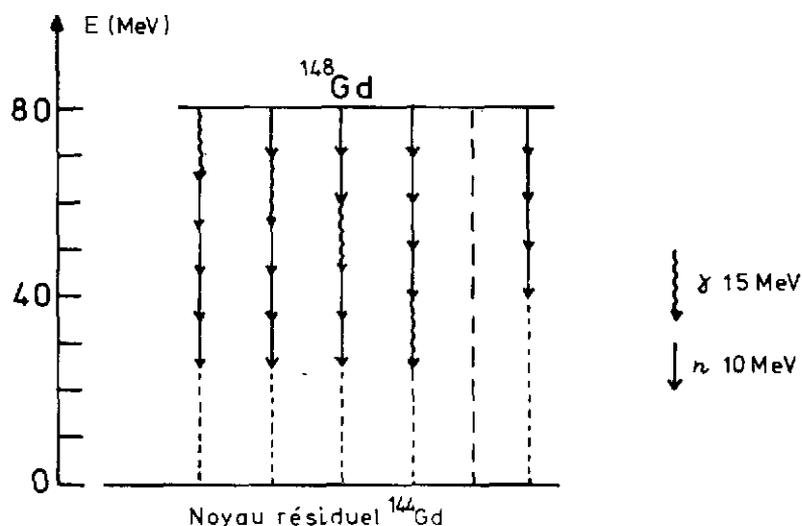


Figure 17 : Différents schémas de désexcitation du noyau composé  $^{148}\text{Gd}$  dans le cas de la réaction  $^{120}\text{Sn}(^{28}\text{Si}, 4n)^{144}\text{Gd}$ .

le noyau  $^{144}\text{Gd}$  lorsque un rayonnement  $\gamma$  de grande énergie fait partie du processus d'évaporation des quatre neutrons. Ceci est illustré dans la figure 17. Le noyau composé  $^{148}\text{Gd}$  est formé à une énergie d'excitation de 80 MeV. L'émission de transitions  $\gamma$  de haute énergie (dans cette figure nous avons adopté  $E_\gamma = 15\text{MeV}$ ) peut avoir lieu directement dans le noyau composé ou alors après évaporation du premier, second, troisième ou quatrième neutron.

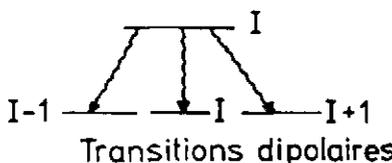
En supposant que les énergies cinétiques des neutrons ne soient pas trop différentes d'une cascade à l'autre, il est clair que l'énergie d'excitation du noyau résiduel  $^{144}\text{Gd}$  sera 15 MeV plus élevée dans le cas d'une cascade ne comprenant pas de rayonnement  $\gamma$  de haute énergie. Pour dissiper cet excédent d'énergie, il y a donc émission de transitions  $\gamma$  supplémentaires ce qui se traduit par une augmentation de la multiplicité moyenne.

Si les  $\langle M \rangle = 18$  transitions en coïncidences avec les rayonnements  $\gamma$  de grande énergie sont étirées et de nature dipolaire, le moment angulaire des états alimentés par ces rayonnements est  $I = 28$  (il ne faut pas oublier de rajouter le spin  $I = 10$  de l'isomère) alors que dans l'hypothèse de transitions quadrupolaires ce moment angulaire serait  $I = 46$ . Bien qu'il soit probable qu'il existe un mélange des deux types de transition, cette mesure de multiplicité

démontre que les rayonnements  $\gamma$  de grande énergie sont émis à haut spin ( $I \geq 30 \hbar$ )

Dans la figure 16 sont également reportés les rapports d'anisotropie en fonction de  $E_\gamma$ . Ces quantités ont été déduites des spectres  $\gamma$  quasi-directs du gros NaI positionné successivement à  $90^\circ$ ,  $38^\circ$  et  $0^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau. Les deux derniers spectres ont été corrigés pour tenir compte de l'effet Doppler.

La distribution angulaire  $W(\theta)$  d'un rayonnement  $\gamma$  détecté à un angle  $\theta$  par rapport au faisceau est donnée par l'expression  $W(\theta) = a_0 [1 + a_2 P_2(\cos\theta)]$  en négligeant le coefficient  $a_4$  du développement en polynômes de Legendre d'ordre pair. Le rapport  $\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)}$  sera donc égal à  $\frac{1 + a_2}{1 - 0.5 \times a_2}$ . Dans le cas de transitions dipolaires désexcitant un état aligné et de spin  $I$ , les coefficients  $a_2$  pour les différentes transitions possibles sont les suivants :

	$I \rightarrow I \quad a_2 \approx 0.49$ $I \rightarrow I-1 \quad a_2 \approx -0.29$ $I \rightarrow I+1 \quad a_2 \approx -0.22$
---	--

En supposant uniquement des transitions du type  $I \rightarrow I-1$ , le rapport  $\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)}$  est égal à 0.62.

Pour  $E_\gamma \geq 8$  MeV, le rapport déduit de l'expérience est à peu près constant et égal à l'unité bien que vers  $E_\gamma \approx 12.0$  MeV une légère anisotropie soit possible. Etant donné les erreurs

expérimentales aucune conclusion définitive ne peut cependant être tirée de nos mesures. Je

voudrais toutefois mentionner les récents résultats obtenus à Heidelberg à l'aide de la boule de cristal <sup>13</sup>. Etant donné le très grand nombre de détecteurs et la symétrie sphérique de ce

système multi-compteur, il a été possible de mesurer ce rapport avec beaucoup plus de précision.

Dans la plage d'énergie  $10 \leq E_\gamma \leq 13$  MeV la valeur du rapport  $\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} \approx 0.80$  implique effectivement

une forte proportion de transitions dipolaires  $I \rightarrow I-1$  ( $\sim 80\%$ ). Donc il est très

probable que ces rayonnements  $\gamma$  de grande énergie soient de nature dipolaire.

## VI. Discussion

En supposant que les transitions  $\gamma$  dans la plage d'énergie  $3.5 \leq E_\gamma \leq 18.5$  MeV soient de nature

dipolaire électrique, nous avons, dans un premier temps, essayé de reproduire la forme du

spectre  $\gamma$  en utilisant l'expression (5), les paramètres de l'ajustement en moindres carrés étant

$E_G$ ,  $\Gamma_G$  et  $T$ . Aucun jeu de paramètres n'a permis de reproduire, même approximativement, le

spectre  $\gamma$  quasi-direct présenté dans la figure 15. Ceci nous a incité à remplacer le terme

$\exp(-\frac{E_\gamma}{T})$  dans l'expression (5) par une somme de deux termes correspondant respectivement aux

transitions statistiques émises après évaporation des quatre neutrons et aux transitions  $\gamma$  de

grande énergie émises en compétition avec les neutrons. La relation (5) peut ainsi se décomposer

en deux termes :

$$E_Y^3 f(E_Y) \left\{ A \exp\left(-\frac{E_Y}{T_s}\right) + B \exp\left(-\frac{E_Y}{T_e}\right) \right\} \quad (8)$$

la température  $T_s$  est associée à l'émission des transitions statistiques dans le noyau résiduel  $^{144}\text{Gd}$  tandis que la température effective  $T_e$  est associée à l'émission des rayonnements  $\gamma$  de grande énergie de la RDG.

A l'aide des paramètres  $T_s = 0.54$  MeV,  $T_e = 1.60$  MeV,  $E_G = 12.2$  MeV et  $\Gamma_G = 8.9$  MeV, il a été possible de reproduire parfaitement l'allure du spectre  $\gamma$ . La température  $T_s = 0.54$  MeV déduite de nos données est en très bon accord avec des valeurs récemment publiées <sup>14</sup> pour les transitions statistiques observées dans des réactions de fusion-évaporation du type (I.L.,xn). Ces transitions, je le rappelle, sont principalement émises à partir du moment où l'énergie intrinsèque au-dessus de la ligne Yrast des résidus d'évaporation est inférieure à  $\sim 10$  MeV. La température moyenne  $T$  peut être reliée à l'énergie d'excitation  $E$  par la relation  $T = \left(\frac{E}{a}\right)^{1/2}$  où  $a$  est le paramètre densité de niveaux. En supposant  $a = \frac{A}{8}$ , il apparaît que les transitions statistiques sont émises à une énergie d'excitation moyenne  $E \approx 5.3$  MeV au-dessus de la ligne Yrast du noyau résiduel  $^{144}\text{Gd}$ .

La température effective  $T_e$  est par contre beaucoup plus élevée et le rapport  $\frac{T_e}{T_s} \approx 3$  implique

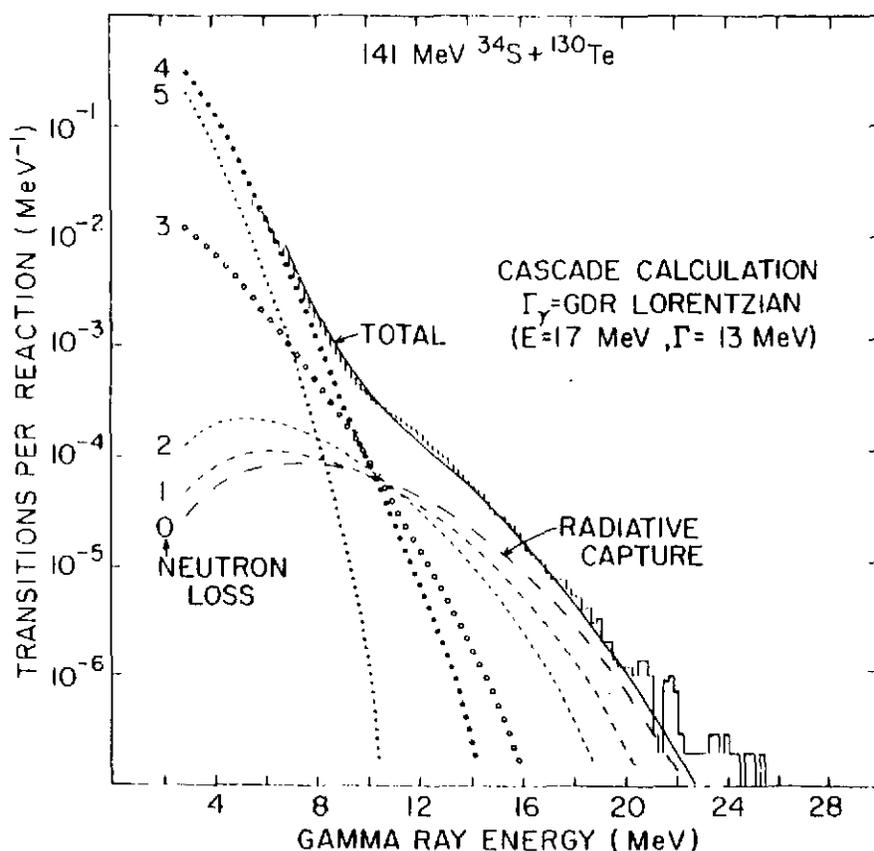


Figure 18. Exemple de spectre de rayonnements  $\gamma$  de haute énergie calculé à l'aide du code CASCADE. Les contributions individuelles des voies de sortie  $0n$ ,  $1n$ , ...,  $5n$  sont également représentées.

une énergie d'excitation intrinsèque moyenne environ dix fois plus élevée dans le cas de l'émission des rayonnements  $\gamma$  de grande énergie. Il faut cependant remarquer que le second terme dans l'expression (8) n'est qu'une approximation très grossière étant donné que ces rayonnements  $\gamma$  ( $E_\gamma > 10$  MeV) peuvent à priori être émis à des énergies d'excitation comprises entre  $\sim 20$  et  $80$  MeV. Alors que l'expression initiale (5) n'était valable que pour décrire la probabilité d'émission  $\gamma$ El d'un noyau formé à une énergie d'excitation donnée, dans la relation (8) nous avons tenu compte, pour des raisons de simplicité, de l'intégration sur ce vaste domaine d'énergie en introduisant une température effective. La valeur très élevée de  $T_e$ , déduite de l'ajustement en moindres carrés à l'aide de la relation (8), reflète cependant très certainement le fait que ces rayonnements  $\gamma$  sont émis en compétition avec les neutrons lors des toutes premières étapes du processus d'évaporation. Ceci est d'ailleurs confirmé en analysant le rapport des largeurs gamma et neutron :

$$\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_n} \propto E_\gamma^3 f(E_\gamma) \exp\left(\frac{B_n - E_\gamma}{T}\right)$$

Dans le cas où l'énergie de la transition  $\gamma$  est inférieure à l'énergie de liaison moyenne  $B_n$  d'un neutron (cas des transitions statistiques) ce rapport diminue très vite quand l'énergie d'excitation  $E$  au-dessus de la ligne Yrast ( $T \propto E^{1/2}$ ) augmente. Par contre quand  $E_\gamma - B_n > T$ , ce qui est précisément le cas des rayonnements  $\gamma$  de haute énergie, ce rapport augmente au fur et à mesure que l'énergie d'excitation augmente : l'émission de ces rayonnements  $\gamma$  se fera donc principalement en compétition avec les premiers neutrons évaporés.

Dans la figure 18 sont illustrés les résultats d'un calcul statistique d'évaporation effectué à l'aide du code CASCADE<sup>15</sup> pour le système  $^{34}\text{S} + ^{130}\text{Te}$ . Les rayonnements  $\gamma$  de grande énergie sont effectivement émis en très grande majorité directement par le noyau composé  $^{164}\text{Er}$  (capture radiative) où alors par les noyaux résiduels  $^{163}\text{Er}$  et  $^{162}\text{Er}$ .

Les valeurs obtenues pour l'énergie et la largeur de la résonance sont très différentes des valeurs de la RDG construite sur l'état fondamental de noyaux sphériques de la région de masse  $A \approx 146$  ( $E_G = 15$  MeV et  $\Gamma_G = 5.5$  MeV). Des valeurs semblables ont également été obtenues récemment par le groupe de Heidelberg<sup>13</sup> dans le cas de la réaction  $^{34}\text{S} + ^{128}\text{Te}$  à une énergie incidente de  $155$  MeV. Dans la figure 19 sont présentés les spectres  $\gamma$  détectés dans les compteurs NaI de la boule de cristal en fonction du nombre  $N_\gamma$  de compteurs touchés. Pour déterminer la fonction intensité directement à partir de l'expérience c'est-à-dire sans supposer la distribution en énergie  $E_\gamma$  que nous avons choisie (4), les spectres  $\gamma$  mesurés ont été comparés à un spectre "théorique" de la forme  $N(E_\gamma) \approx E_\gamma^3 \left\{ \text{Ei}\left(\frac{S - E_\gamma}{T_{\min}}\right) - \text{Ei}\left(\frac{S - E_\gamma}{T_{\max}}\right) \right\}$  dans l'hypothèse où l'élément de matrice El est constant. Il faut remarquer que cette expression tient compte en

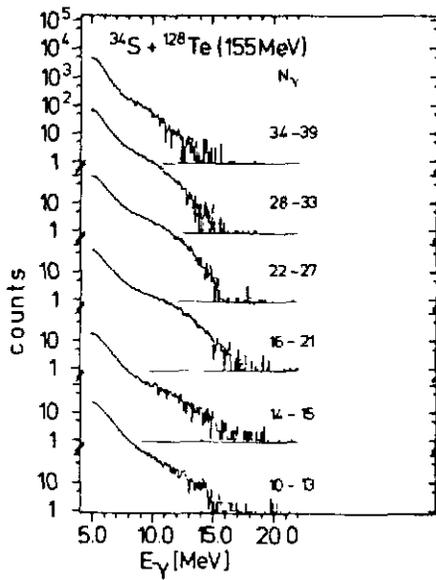


Figure 19. Spectres de rayonnements  $\gamma$  mesurés avec les détecteurs de la boule de cristal de Heidelberg

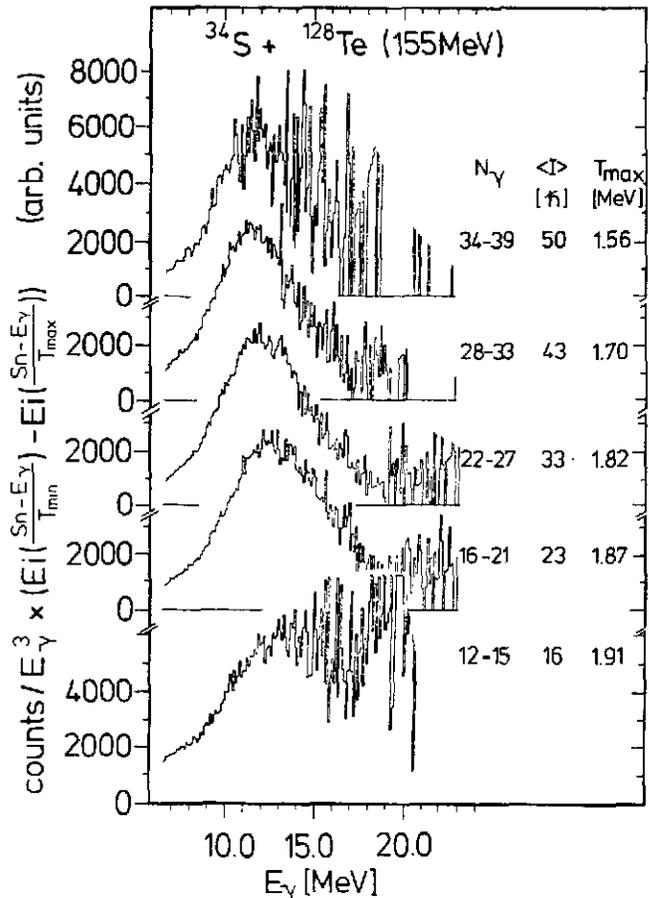


Figure 20. Rapports entre les spectres expérimentaux de la figure 19 et un spectre théorique (voir texte)

partie de l'intégration sur le vaste domaine d'énergie d'excitation grâce à l'introduction de la fonction exponentielle intégrée  $E_i$ . Les paramètres  $T_{min}$  et  $T_{max}$  correspondent aux valeurs

extrêmes des températures associées respectivement aux transitions  $\gamma$  statistiques et de haute énergie. Le rapport entre les spectres expérimental et théorique va ainsi nous donner la vraie forme de la fonction intensité et en particulier permettra de voir si cette dernière est fonction de  $E_\gamma$ . Ces rapports sont donnés dans la figure 20 en fonction du nombre de compteurs touchés c'est-à-dire en fonction du moment angulaire. Il ressort clairement que l'élément de matrice  $E_l$  n'est pas constant mais dépend fortement de l'énergie  $E_\gamma$ . La forme de la fonction intensité ainsi déduite est par contre très semblable à la fonction  $f(E_\gamma)$  de la RDG utilisée dans notre analyse (4). Cependant comme dans le cas de la réaction  $^{120}\text{Sn}(^{28}\text{Si}, 4n\gamma)$ , le centre de gravité  $E_\gamma \approx 11.5$  MeV est très inférieur à la valeur  $E_G = 14.6$  MeV de la RDG construite sur l'état fondamental du noyau  $^{162}\text{Er}$ . Il est intéressant de noter que les résultats du groupe de Heidelberg sont différents de ceux initialement publiés <sup>16</sup>. En effet lors d'une première analyse, non seulement le centre de gravité des rayonnements  $\gamma$  de haute énergie (pour un faible nombre de compteurs touchés) était situé vers 15 MeV mais de plus ce dernier variait fortement en fonction du moment angulaire. Cependant après avoir éliminé les contributions provenant de

l'oxygène et du carbone de la cible, les centres de gravité des rapports définis précédemment sont situés à beaucoup plus basse énergie et ne varient guère plus en fonction du spin. Finalement bien que l'excédent de rayonnements  $\gamma$  de grande énergie puisse être attribué à la RDG construite sur des états excités, nous n'avons pas pu observer, comme dans le cas de réactions photonucléaires, de structures prononcées dans la fonction intensité  $f(E_\gamma)$  et ceci malgré la très bonne résolution en énergie de notre détecteur  $\gamma$ . Des calculs théoriques très récents<sup>17</sup> ont cependant montré que toute structure due à une déformation allongée ou aplatie devrait être fortement atténuée étant donné que les noyaux résiduels sont en mouvement de rotation rapide (effets de Coriolis), que les énergies d'excitation des états sur lesquels sont construites les résonances sont très élevées (effets de température) et que les déformations de ces états peuvent être très différentes. Ces différents effets sont probablement aussi à l'origine de la faible énergie  $E_G$  et de la grande largeur  $\Gamma_G$  déterminées dans nos mesures et dans celles effectuées avec la boule de cristal.

## VII. Conclusion

En sélectionnant la voie de sortie 4 neutrons dans le cas de la réaction de fusion-évaporation  $^{120}\text{Sn} + ^{28}\text{Si}$ , nous avons réussi à mettre en évidence des rayonnements  $\gamma$  d'énergie élevée ( $E_\gamma \geq 10$  MeV) n'ayant pas les mêmes propriétés que les transitions  $\gamma$  statistiques E1 appartenant au noyau résiduel  $^{144}\text{Gd}$ . En effet ces rayonnements  $\gamma$ , qui alimentent des états à haute énergie d'excitation et à haut moment angulaire, sont émis en très grande majorité en compétition avec les neutrons lors des toutes premières étapes du processus de désexcitation du noyau composé  $^{148}\text{Gd}$ ; il en existe environ  $3 \times 10^{-3}$  par cascade.

La partie haute énergie du spectre  $\gamma$  expérimental a pu être reproduite en introduisant dans l'expression de la probabilité d'émission  $\gamma$  dipolaire électrique une fonction intensité ("strength function") ayant la même forme que celle utilisée dans le cas de la résonance dipolaire géante observée dans les réactions photonucléaires. Cependant les valeurs de l'énergie de  $E_G$  et la largeur  $\Gamma_G$  sont nettement différentes des valeurs mesurées pour la RDG construite sur l'état fondamental. Le fait que dans les réactions de fusion-évaporation l'émission des rayonnements  $\gamma$  de grande énergie ait lieu dans un vaste domaine d'énergie d'excitation, de moment angulaire et de déformation peut probablement expliquer l'absence de structures prononcées dans cette fonction intensité. Etant donné la faible énergie  $E_G$  et la grande largeur  $\Gamma_G$  déduites de nos résultats, il se pourrait également que la fonction intensité soit dépendante de l'énergie d'excitation au-dessus de la ligne Yrast et du moment angulaire. Pour mettre en évidence non seulement de telles variations mais également d'éventuelles structures dans la fonction intensi-

té, il est absolument nécessaire de sélectionner une région étroite à la fois en énergie d'excitation et en spin. Les systèmes multi-compteurs  $4\pi\gamma$  sont très certainement les meilleurs outils disponibles pour entreprendre ces recherches.

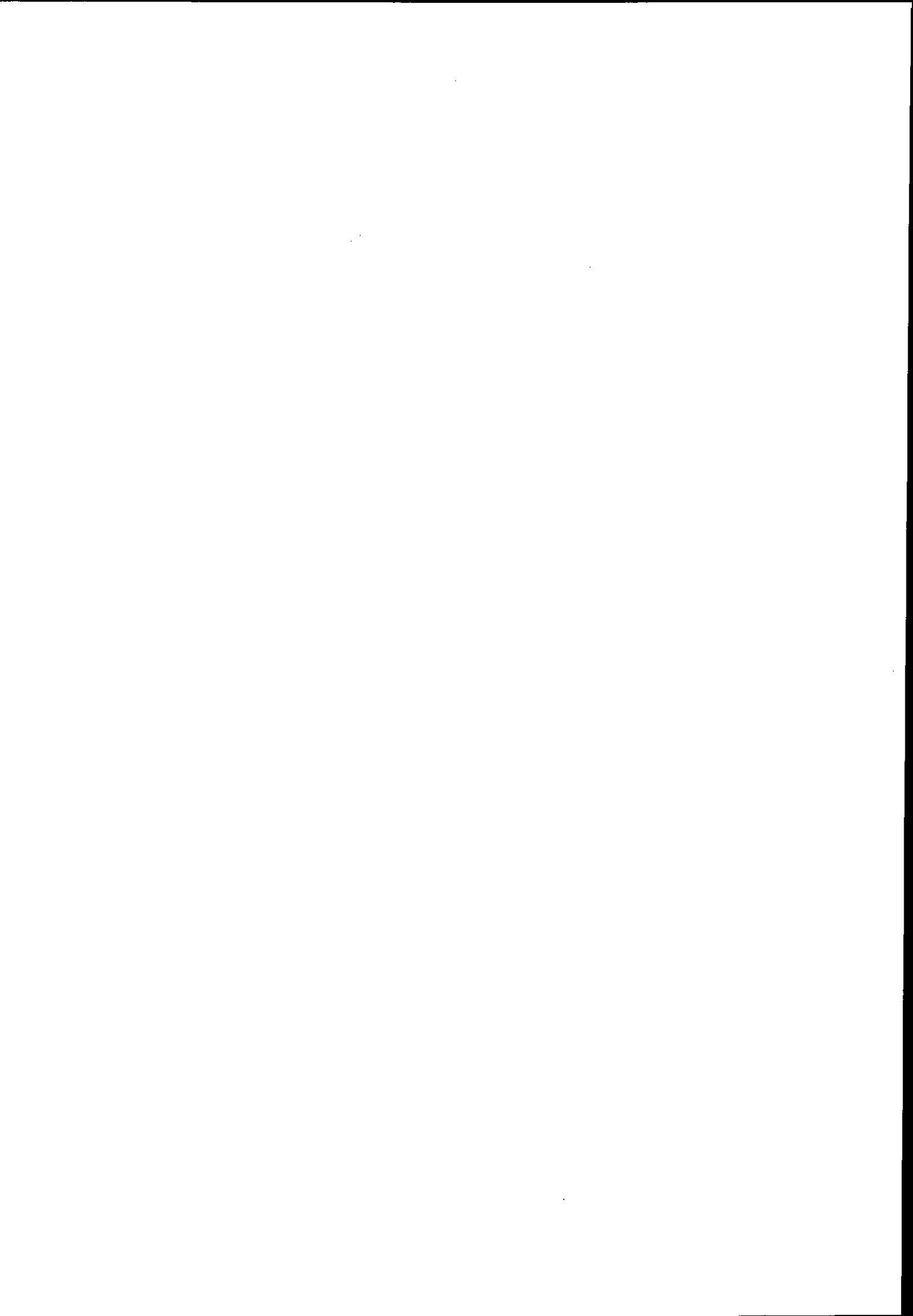
La variation en  $A^{-1/3}$  de l'énergie de la résonance reste également à prouver. Toutefois pour éviter toutes contributions provenant d'impuretés dans la cible et donc pour déterminer le nombre de masse A à quelques unités près, cette étude systématique devrait être effectuée à l'aide de mesures exclusives uniquement.

L'expérience que j'ai décrite a été réalisée en collaboration avec F.A.Beck, T.Byrski, C.Gehring, J.C.Merdinger, A.Nourredine, D.C.Radford, Y.Schutz et J.P.Vivien.

#### Références

1. R.M.Diamond et F.S.Stephens, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 30 (1980) 85
2. J.O.Newton et al., Phys.Rev.Lett. 46 (1981) 1383
3. B.L.Berman et S.C.Fultz, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 713
4. G.C.Baldwin et al., Phys.Rev. 71 (1947) 3
5. M.Goldhaber et E.Teller, Phys.Rev. 74 (1948) 1046
6. D.M.Brink, Thèse de Doctorat, Université d'Oxford (1955)
7. M.Danos, Nucl. Phys. 5 (1958) 23
8. K.Okamoto, Phys.Rev. 110 (1958) 143
9. P.Carlos et al., Nucl. Phys. A225 (1974) 171
10. M.A.J.Mariscotti et al., Nucl. Phys. A311 (1978) 395
11. F.S.Dietrich et al., Phys.Rev.C10 (1974) 795
12. Exposé de J.P.Vivien à cette Ecole
13. D.Habs et al., Comptes Rendus de la Conférence "High Angular Momentum Properties of Nuclei", p.451, Oak Ridge, Novembre 1982.  
R.Kroth, communication privée.
14. L.Nguyen, Thèse de 3ème cycle, Orsay (1982)  
A.Nourreddine, Thèse de 3ème cycle, Strasbourg (1983)  
D.Ward et al., Nucl. Phys. A397 (1983) 161

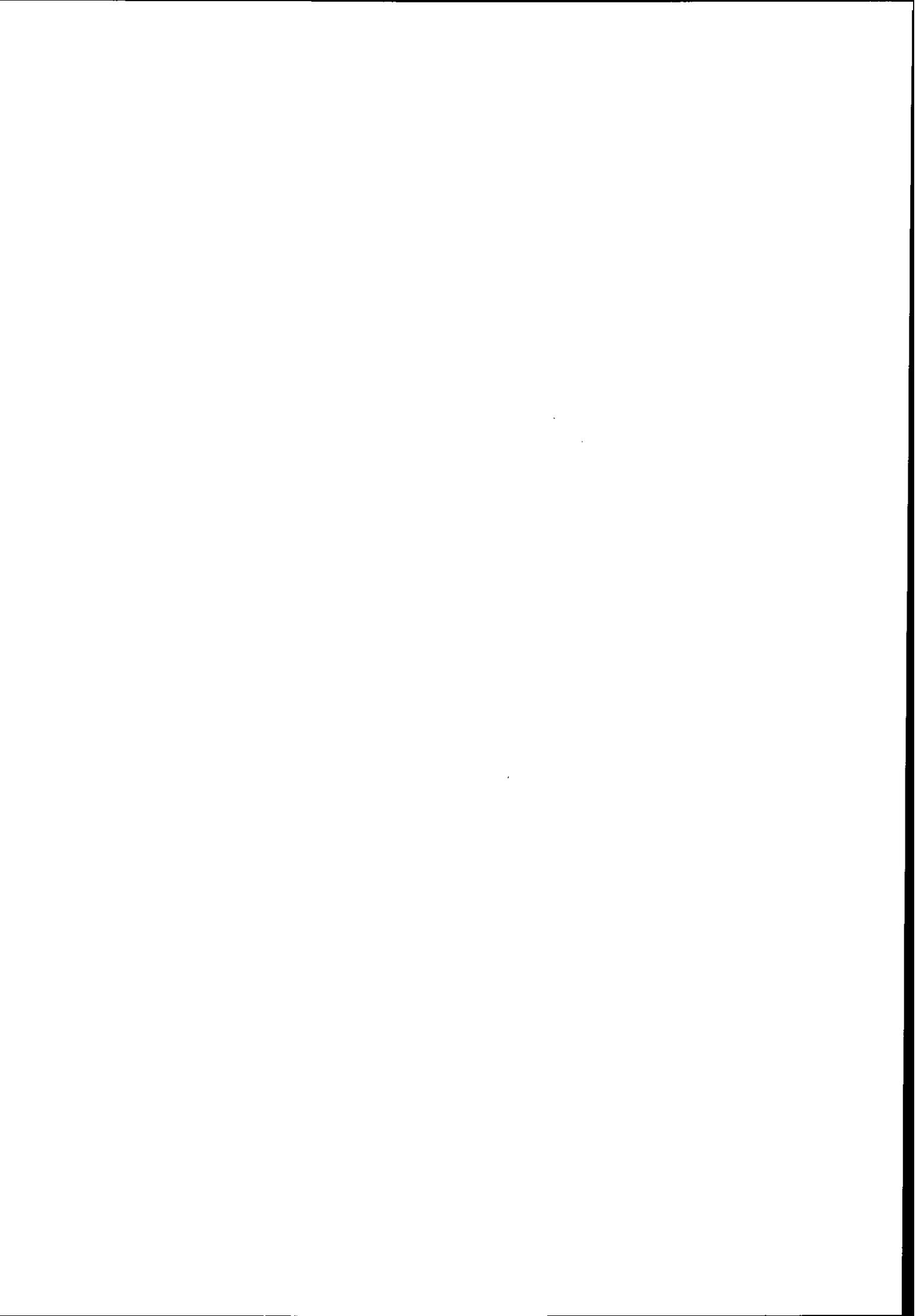
15. J.Barrette et A.M.Sandorfi, Comm. Nucl. Part. Phys. 12 (1983)
16. W.Hennerici et al., Nucl. Phys. A396 (1983) 329c
17. P.Ring, Comptes Rendus de la conférence "High Angular Momentum Properties of Nuclei", p. 381, Oak Ridge, Novembre 1982.



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

**J.-P. VIVIEN**

Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg



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

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

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

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

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

Récemment de nouveaux matériaux scintillants plus denses, BaF<sub>2</sub> et BiGeO ont été disponibles. Leurs caractéristiques spécifiques les ont fait choisir pour les nouveaux projets. Suivant leur nature les caractéristiques de ces multicompteurs sont plus diversifiées. Certains sont orientés vers la spectroscopie fine (système anti-compton BiGeO constituant un filtre E, I grossier), d'autres constituent un outil beaucoup plus sélectif du plan d'entrée : les résolutions en multiplicité, en énergie somme et en discrimination temporelle et spatiale étant cette fois optimisées.

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

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

### Plan (E,I)

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

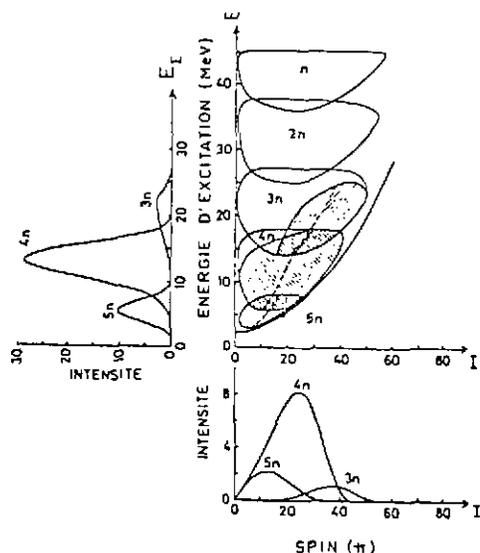


Figure 1 : Décroissance du noyau composé  $^{164}\text{Er}$  calculé dans un modèle statistique.

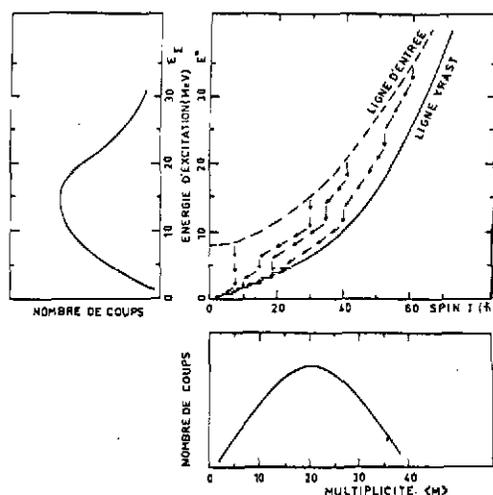


Figure 2 : Schéma de décroissance  $\gamma$  après évaporation de la dernière particule.

La figure 1 tirée d'un travail de Hillis et al.<sup>1</sup> représente le résultat d'un calcul d'évaporation fait pour le noyau composé  $^{164}\text{Er}$  formé à une énergie d'excitation de 53 MeV dans la réaction

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

#### Mesure de multiplicité

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

#### Filtre de multiplicité

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

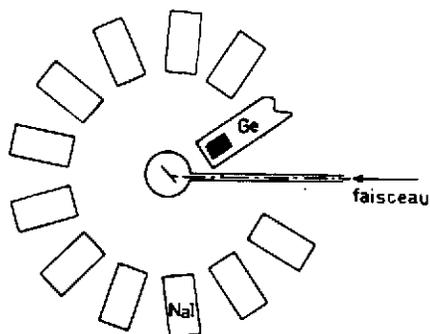


Figure 3 : Dispositif de mesure de multiplicité  $\gamma$ .

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

Il est clair que si l'on requiert une condition de coïncidence élevée on sélectionne les

événements de haute multiplicité correspondant aux états de spin élevés.

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

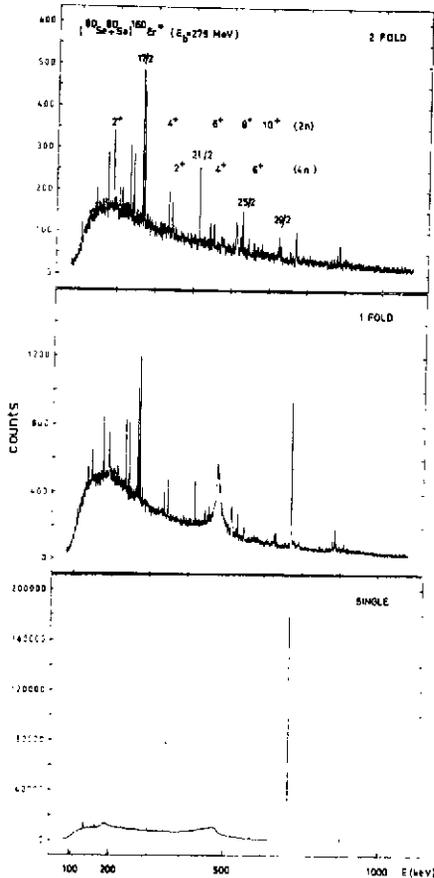


Figure 4 : Spectres germanium filtrés par des conditions de multiplicité.

de la multiplicité de la cascade  $\gamma$ , et dans les cas favorables, la largeur de la distribution en multiplicité.

#### Multiplicité moyenne $\langle M \rangle$

La façon d'extraire des mesures les valeurs de  $\langle M \rangle$  fait appel à des formulations d'apparence souvent rébarbative. A la base de toute ces formules se cachent des concepts quasi intuitifs :

Soit un compteur d'efficacité de détection  $\epsilon$  ( $\epsilon \leq 1$ ) sous-tendant un angle solide  $\omega$  on définit

l'angle solide effectif  $\Omega$  de ce compteur par la quantité 
$$\Omega = \frac{\epsilon \omega}{4\pi}$$

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

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

la probabilité qu'il ne soit pas détecté :

$$(2) \quad \bar{P} = 1 - P = 1 - \Omega$$

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

$$(3) \quad \bar{P} = (1 - \Omega)^M$$

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

Outre sont utilisation en tant que filtre un système multidétecteur permet d'obtenir la valeur moyenne  $\langle M \rangle$

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

$$(4) \quad P = 1 - \bar{P} = 1 - (1 - \Omega)^M$$

La façon la plus simple de déterminer la multiplicité moyenne d'une cascade  $\gamma$  est d'utiliser deux compteurs : un détecteur Germanium capable d'isoler une raie caractéristique de la cascade et un détecteur additionnel (habituellement un cristal NaI) dont l'efficacité est la plus constante possible sur toute la gamme d'énergie de la cascade. Pour déterminer  $\langle M \rangle$  on enregistre le spectre Germanium en direct et en coïncidence avec le détecteur additionnel.

Soit  $Q_S$  le taux de comptage direct pour la raie gamma considérée. Le taux de comptage en coïncidence  $Q_C$  avec le détecteur additionnel est le produit du taux de comptage en direct par la probabilité que parmi les  $M-1$  gamma restant de la cascade l'un de ceux-ci soit détecté par le compteur additionnel

$$(5) \quad Q_C = Q_S \times (1 - \Omega)^{M-1}$$

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

$$\Omega \ll 1$$

$$(6) \quad Q_C \approx Q_S (M-1) \Omega$$

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

$$(7) \quad \langle M-1 \rangle = \frac{1}{\Omega} \frac{N_C}{N_S}$$

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

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

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

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

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

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

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

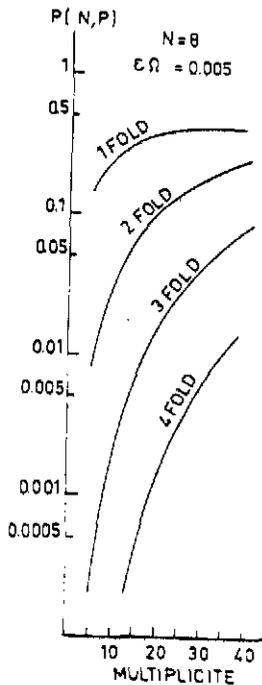


Figure 5 : Variation des probabilités de coïncidences d'ordre 1 à 4 en fonction de la multiplicité de la cascade  $\gamma$ .

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

Les quantités expérimentalement accessibles sont les rapports

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

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

Différents algorithmes ont été développés<sup>2</sup> pour extraire de ces rapports la valeur de la multiplicité moyenne, ainsi que les valeurs de la largeur et de l'asymétrie de cette distribution en multiplicité. Il

faut cependant remarquer que la précision des mesures de multicoïncidence limite sévèrement la détermination des moments d'ordre deux et trois en particulier l'asymétrie de la distribution en  $M$  n'a jamais été déterminée expérimentalement de façon convaincante.

#### Facteurs de corrections

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

#### Correction due aux neutrons

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

l'expression de deux fold consécutifs doit être modifiée :

$$(12) \quad \frac{P_{NP}}{P_{NP-1}} = \frac{N-P+1}{P} (e^{(M-1)\Omega} - 1) \rightarrow \frac{N-P+1}{P} (e^{(M-1)\Omega} e^{x\Omega_n} - 1)$$

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

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

$\Omega_n$  étant l'efficacité des compteurs du halo au neutron. Typiquement le rapport des efficacités neutron/gamma :  $\Omega_n / \Omega$  est voisin de 0.1.

#### Correction d'efficacité

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

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

où  $\Omega_K$  est l'efficacité du détecteur pour la transition  $K$ .

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

#### Correction due à la conversion interne

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

#### Correction due aux corrélations angulaires des gamma

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

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

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

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

Correction due à l'effet compton

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

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

Le facteur  $f = 0$  correspond à l'absence d'effet compton,  $f = 1$  correspond au fait que chaque photon initial s'accompagne d'un photon compton. La probabilité  $P_{NP}(M)$  de déclencher  $P$  compteurs parmi  $N$  en incluant l'effet compton se généralise en :

$$(17) \quad P_{NP\text{compton}}(M) = \sum_{i=0}^M P_{NP}(M+i) * g_i$$

soit en utilisant l'expression (9)

$$(18) \quad P_{NP\text{compton}}(M) = \binom{N}{P} \sum_{n=0}^P (-1)^{n+P} \binom{P}{N} * \{ 1 - (N-n) \Omega [1 + f(1-(N-n)\Omega)] \}^M$$

Autre dérivation des probabilités  $P_{NP}$

La formulation des probabilités  $P_{NP}$  exprimée en (9) présente pour le calcul l'inconvénient d'être une série alternée de termes grands mais différant peu les uns des autres en valeur absolue. Il s'en suit parfois des problèmes de précision dans les calculs, lorsque  $N\Omega \approx 1$ . Une formulation ne contenant que des produits permet de s'affranchir de ces inconvénients.

$P_{NP}(M)$  peut s'exprimer sous la forme d'un produit de probabilité. La probabilité pour que parmi  $N$  compteurs  $P$  compteurs aient déclenché lorsque  $M$  photons sont émis est le produit des probabilités que parmi  $M$  photons un photon aille dans le compteur  $n^{\circ}1$  fois la probabilité que parmi les  $M-1$  photons restant 1 photon aille dans le compteur 2 ... fois la probabilité que parmi les  $M-P+1$  photons restant 1 photon aille dans le compteur  $P$ . Ce produit de probabilité doit être encore multiplié par la probabilité que parmi les  $M-P$  photons restant aucun n'aille ni dans le compteur  $P+1$ , ni dans le compteur  $P+2$  ... ni dans le compteur  $N$ . On doit enfin tenir compte de toutes les façons de choisir  $P$  compteurs parmi  $N$  : soit  $\binom{N}{P}$  possibilités, d'où

l'expression finale

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

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

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

### Spectromètre somme

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

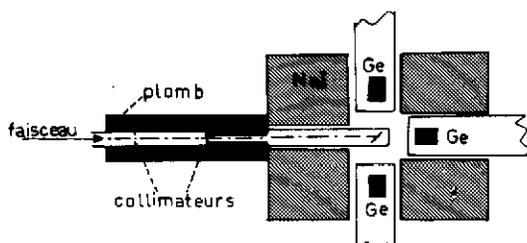
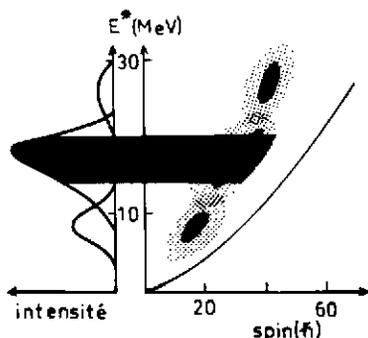


Figure 6 : Montage d'un spectromètre somme.

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



l'une des voies de sortie. Ce principe de sélection est schématisé sur la figure 7.

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

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

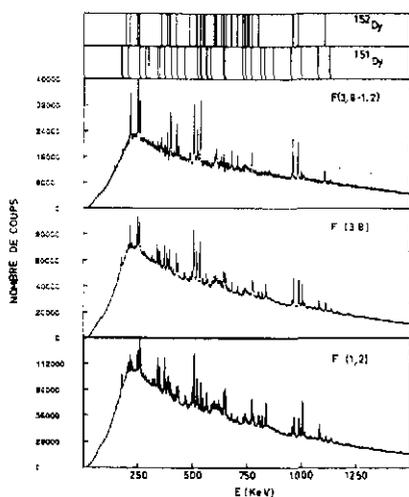
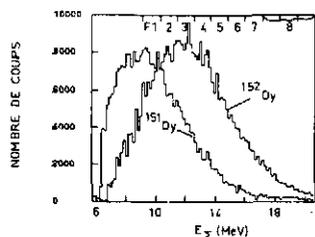


Figure 8 : Spectres Ge(Li) en coïncidence avec différentes tranches en énergie dans un spectre somme lors de la réaction  $^{124}\text{Sn} + ^{32}\text{S}$ . Le spectre somme en coïncidence avec des raies caractéristiques de  $^{151}\text{Dy}$  et  $^{152}\text{Dy}$  est reporté en haut de la figure.

F(3,8 - 1,2) correspondent aux spectres en coïncidence avec les fenêtres 1 et 2, 3 à 8, respectivement à la différence entre ces 2 spectres.

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

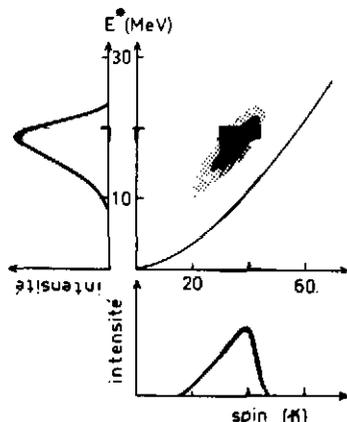


Figure 9 : Principe de sélection d'une région de moment angulaire au moyen d'un spectromètre somme.

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

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

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

$$(22) \quad E_K = \bar{E}_\gamma * K * P(K)$$

L'énergie totale détectée est donc :

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

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

$$\sigma^2 = E_\gamma^2 \sum_{K=0}^M (K-M\epsilon)^2 P(K) = \bar{E}_\gamma^2 M * \epsilon(1-\epsilon) \quad (24)$$

$$\sigma^2 = \bar{E} \bar{E}_\gamma (1-\epsilon) \quad (25)$$

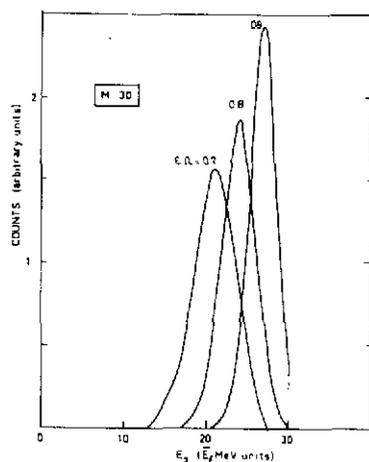


Figure 10 : Fonction de réponse d'un spectromètre somme pour différentes efficacités totales de détection. On considère ici une cascade de multiplicité 30.

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

#### Multidétecteur $4\pi$

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

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

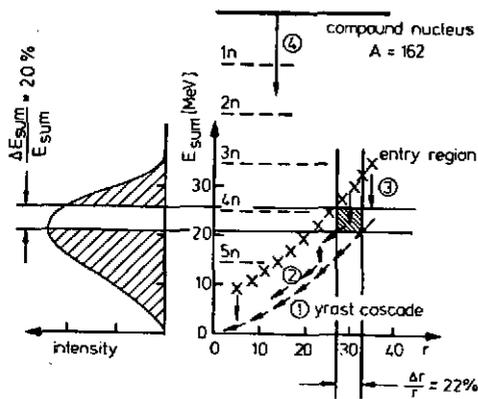


Figure 11 : Schéma de désexcitation du noyau composé  $^{162}\text{Er}$  montrant le principe de sélection d'une région "froide" au moyen de la boule de cristal <sup>5</sup>.  $r$  correspond au nombre de détecteurs touchés.

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

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

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

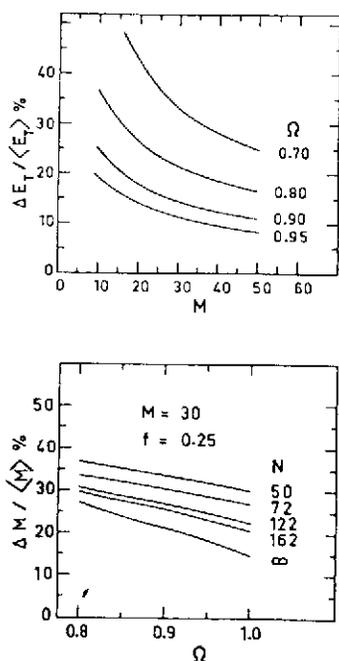


Figure 12 : Résolution en énergie somme et en multiplicité en fonction de la multiplicité respectivement de l'efficacité totale du système multicompteur  $4\pi$ .

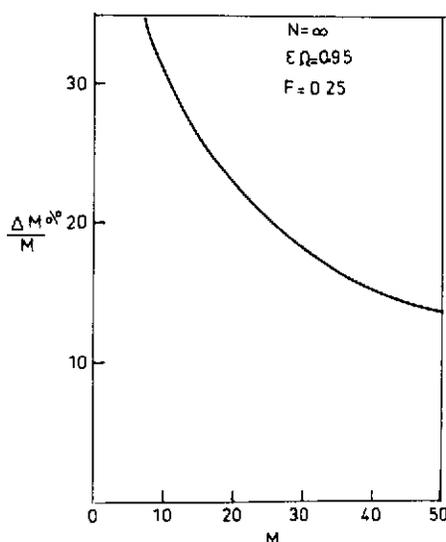


Figure 13 : Résolution en multiplicité calculée pour un nombre infini de compteurs.

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

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

#### Matériaux scintillants

Dans les deux dernières années de nouveaux matériaux scintillants sont apparus sur le marché concurrençant l'iodure de Sodium. Le but initial était de trouver des matériaux scintillants plus denses permettant d'avoir sous de plus faibles dimensions une meilleure efficacité de détection. Deux matériaux nouveaux ont été utilisés. Leurs propriétés physiques sont resumées dans le tableau I et comparées au Iodure de Sodium. Le matériau de beaucoup le plus dense est le  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (abrégé sous le nom BGO). Bien que sa résolution en énergie (17 %) et en temps ( $>4$  ns) soit mauvaise, ce matériau a été choisi dans des dispositifs où la compacité est primordiale. Le fluorure de baryum est un matériau de densité intermédiaire entre le NaI et le

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

MATERIAL	WAVELENGTH OF MAXIMUM EMISSION (NM)	DECAY CONSTANT (NS)	INDEX OF REFRACTION	DENSITY KG/M <sup>3</sup>	HYGROSCOPIC	SCINTILLATION CONVERSION EFFICIENCY (%)
NaI(Tl)	410	230	1.85	3.67	YES	100
Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub>	480	300	2.15	7.13	NO	8
Ba F <sub>2</sub>	SLOW.C	630	1.49	4.88	NO	20
	FAST.C	220				

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

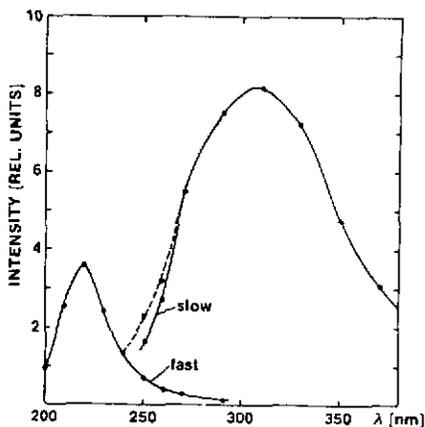


Figure 14 : Spectre de scintillation du BaF<sub>2</sub>.<sup>6</sup>

La figure 14 montre les deux composantes en fonction de la longueur d'onde de radiation, la composante rapide se situant dans l'ultra-violet. En utilisant un monochromateur pour sélectionner la longueur d'onde, les constantes de décroissance de l'impulsion de scintillation ont été mesurées pour  $\lambda = 220$  nm et  $\lambda = 300$  nm (figure 15). L'excellente résolution en temps du fluorure de Barium est démontrée par la figure 16 qui représente le spectre en temps obtenu avec un petit cristal de BaF<sub>2</sub> de 10 millimètres de haut et 23 millimètres de diamètre monté en coïnci-

dence avec un scintillateur plastique rapide Ne 111<sup>6</sup>. Ses qualités en temps ainsi que ses dimensions plus réduites par rapport au NaI, ce à efficacité égale, ont fait choisir le BaF<sub>2</sub> comme matériau scintillant du projet dit "château de cristal". La variation du coefficient d'atténuation linéaire  $\mu(\text{cm}^{-1})$  en fonction de l'énergie des photons incidents est représentée figure 17. Si  $N_0$  est le nombre de photons incidents  $N = N_0 e^{-\mu d}$  est le nombre de photons émergent

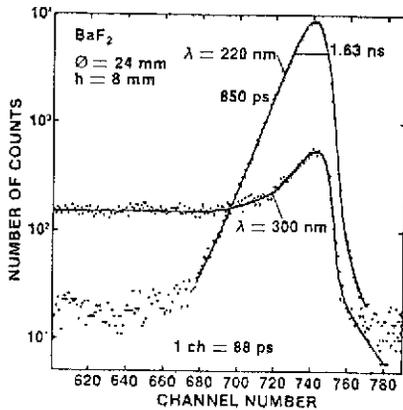


Figure 15 : Spectre de décroissance en temps des 2 composantes de la scintillation du BaF<sub>2</sub>.<sup>6</sup>

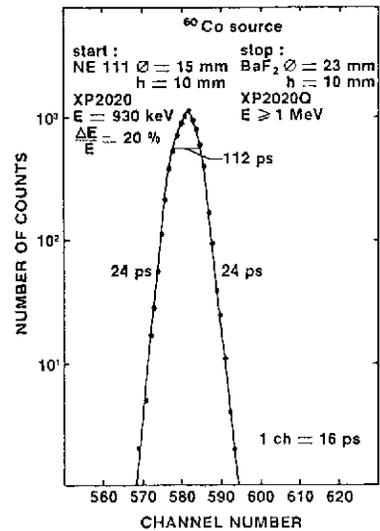


Figure 16 : Spectre en temps obtenu au moyen d'un cristal de BaF<sub>2</sub>.<sup>6</sup>

après avoir traversé une épaisseur  $d$  de matériau. Si l'on se fixe une énergie moyenne de 1 MeV pour les photons d'une cascade, d'après la figure 18, pour détecter 95 % des photons il faut environ 6 cm de BGO, 10 cm de BaF<sub>2</sub> et 15 cm de NaI. Ceci fixe donc les dimensions nécessaires des cristaux. Les scintillateurs du château de cristal sont de section hexagonale inscrite dans un cercle de diamètre  $\phi$ , et de hauteur  $L$ . Les mérites de détection en temps et en énergie de cristaux de INa et de BaF<sub>2</sub> de ce type sont montrés figure 19, les dimensions de ces cristaux ont été choisies pour que leur efficacité de détection soit identique.

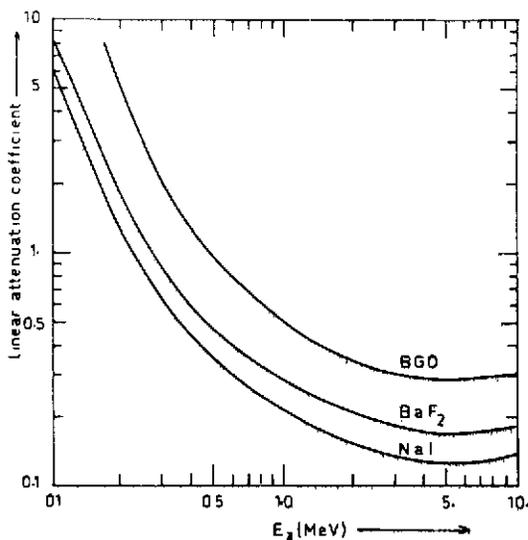


Figure 17 : Coefficient d'atténuation linéaire de différents matériaux scintillants.

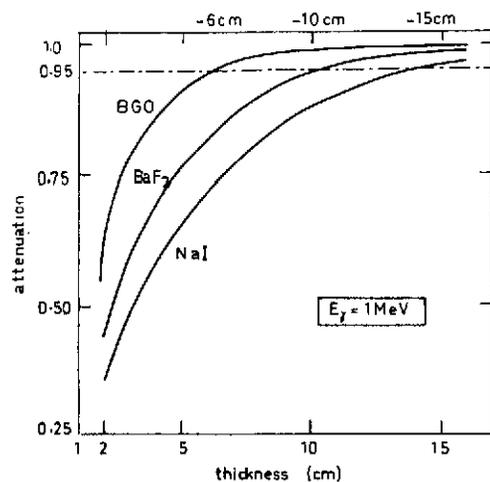


Figure 18 : Variation de l'atténuation gamma de différents matériaux scintillants en fonction de l'épaisseur de des matériaux.

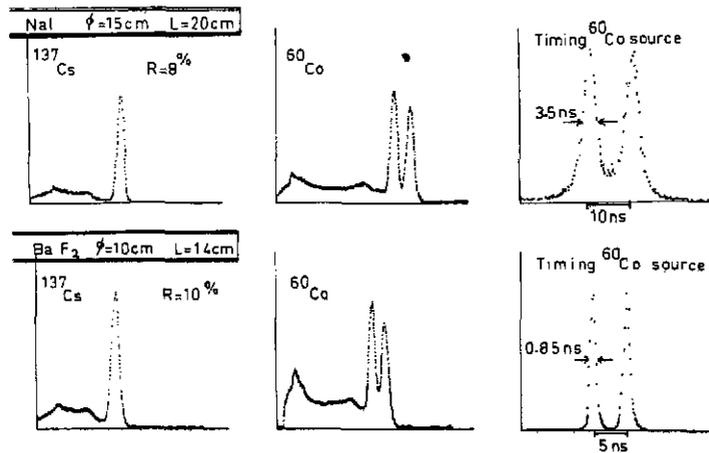
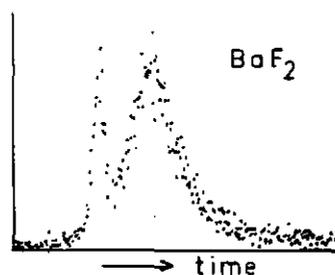


Figure 19 : Spectre énergie et spectre temps obtenus avec des cristaux type châteaux de cristal en NaI et en BaF<sub>2</sub>.

Si la résolution en énergie  $R$  est légèrement meilleure dans le cas du NaI ( $R = 8\%$  pour la raie de 662 KeV du césium) la résolution en temps du BaF<sub>2</sub> est de loin supérieure (0.85 ns à mi-hauteur du pic temps), le spectre en temps étant obtenu en faisant des coïncidences avec un détecteur plastique de petite dimension. Les qualités en temps du BaF<sub>2</sub> permettront au château de cristal de discriminer aisément par temps de vol les neutrons des gamma. La figure 20 compare les spectres de temps de vol obtenus avec les cristaux de BaF<sub>2</sub> et de NaI, la source de Californium étant placée à 12 cm des cristaux derrière un écran de plomb de 10 cm. Avec le BaF<sub>2</sub> on sépare le pic correspondant aux photons (pic étroit) du pic temps de vol des neutrons (pic large), ce qui n'est pas le cas du cristal NaI.

#### NEUTRON RESPONSE

time of flight spectra



Cf source (flight distance 12cm)  
lead absorber thickness 10 cm

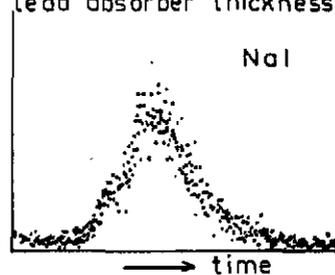


Figure 20 : Spectre de temps de vol obtenu avec des cristaux type château de cristal en NaI et en BaF<sub>2</sub>, en utilisant une source de Californium.

### Projets multicompteurs $4\pi$

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

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

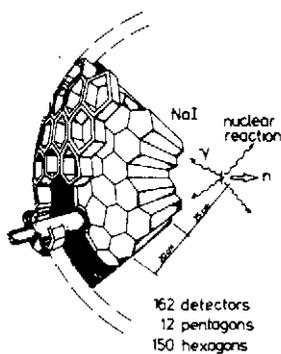


Figure 21 : Section de la "boule de cristal" de Darmstadt - Heidelberg.<sup>5</sup>

Figure 22 : Vue d'une moitié du spectromètre de spin montrant la chambre de réaction et la disposition des compteurs <sup>7</sup>.



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

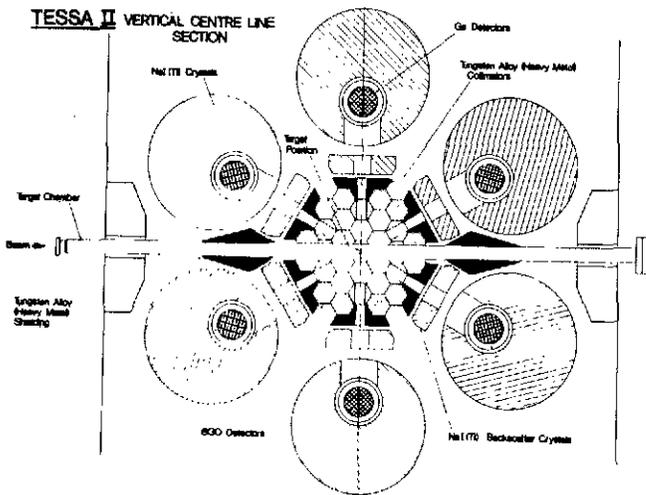


Figure 23 : Schéma du dispositif TESSA installé à Daresbury <sup>8</sup>.

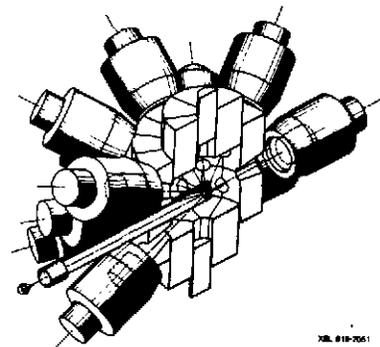


Figure 24 : Vue perspective de la boule à haute résolution de Berkeley <sup>9</sup>.

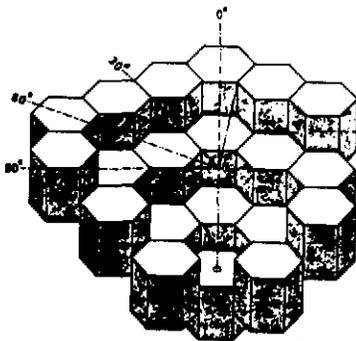
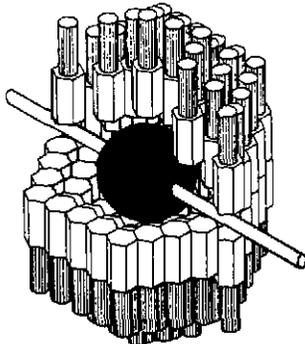


Figure 25 : Perspective du Château de cristal; la partie inférieure de la figure montre la disposition des cristaux

Le château de cristal (figure 25) est constitué par 74 cristaux en BaF<sub>2</sub> disposés en 6 couronnes concentriques, ce nombre de cristaux n'étant pas figé comme dans le cas des dispositifs de type boule. On peut, si cela s'avère nécessaire, rajouter une double couronne de compteurs passant ainsi à 122 compteurs, ce qui est représenté sur la perspective cavalière du haut de la figure 25.

Contrairement aux boules les angles solides sous-tendus par chacun des cristaux ne sont pas toujours les mêmes. On peut cependant optimiser ces valeurs en jouant sur les hauteurs relatives des couronnes. La figure 26 montre le résultat d'un calcul des angles solides sous-tendus par les différentes familles de compteurs, pour diverses combinaisons de hauteur des couronnes  $d_1$ ,  $d_2$  et  $d_3$ . Du fait de la symétrie hexagonale on peut distinguer 6 familles différentes de compteurs. La nomenclature des familles de compteurs est reportée sur le bas de la figure 26, le premier

chiffre correspond au numéro de la couronne, le second caractérise le compteur à l'intérieur

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

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

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

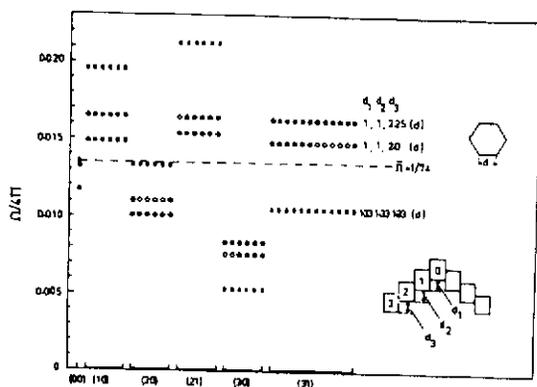
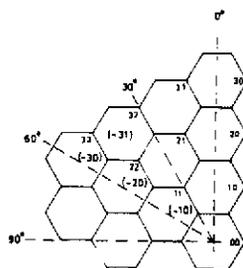


Figure 26 : Angle solide sous-tendu par les différentes familles de cristaux hexagonaux constituant le château de cristal. La ligne en pointillés correspond à la valeur de l'angle solide moyen, les longueurs sont repérées par rapport à la longueur de l'arête d'un hexagone.

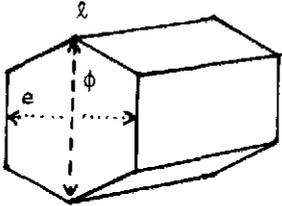
Les valeurs reportées correspondent à la moitié des compteurs, le château étant symétrique par rapport au plan horizontal. Trois jeux de distances  $d_1$ ,  $d_2$  et  $d_3$  répertoriées sur la droite de la figure, ont été considérés correspondant aux valeurs notées par les symboles ●, □, ○.



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

	OAK-RIDGE "spin-spectro- meter"	HEIDELBERG-DARMSTADT "Boule de cristal"	DARESBURY "TESSA"	FRANCE "Château de cristal"
	Boule de cristal	Boule de cristal	p. hexagonal + anticompton	p. hexagonal
Nombre de compteurs	fixe 72	fixe 162	62	74
Angle solide moyen %	1.38	0.62	1.61	1.35
Cristaux	NaI (POLYSCIN)	NaI	Bi-Ge-O	BaF <sub>2</sub>
Résolution	temps	2.8 ns	/	< 1 ns
	énergie	8%	15 ~ 20%	10%
Rayon cm	17.8 - 35.6	22.8 - 38.1	(rm)9.5-13.3	(rm)21.6-31.6



$\phi$ cm	4.38	10
e cm	3.8	8.66
$\lambda$ cm	5 ou 7.5	14

Tableau III.

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

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

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

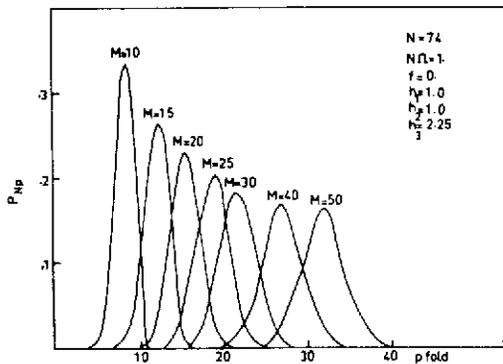


Figure 27 : Réponse en multiplicité du château de cristal sans effet Compton  $f=0$  et efficacité de détection parfaite ( $N\Omega=1$ )

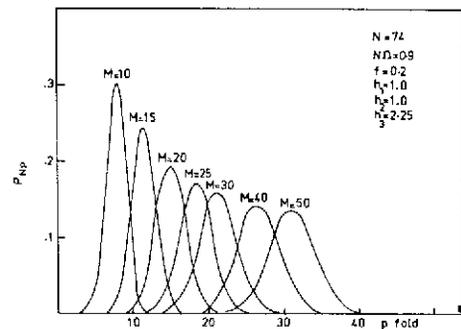
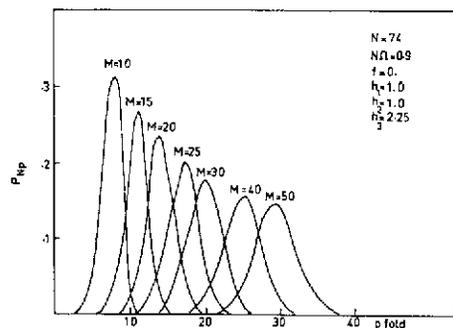


Figure 28 : Réponse en multiplicité du château de cristal calculée avec une efficacité  $N\Omega=0.9$  avec et sans effet Compton ( $f=0.2$ ,  $f=0$ )



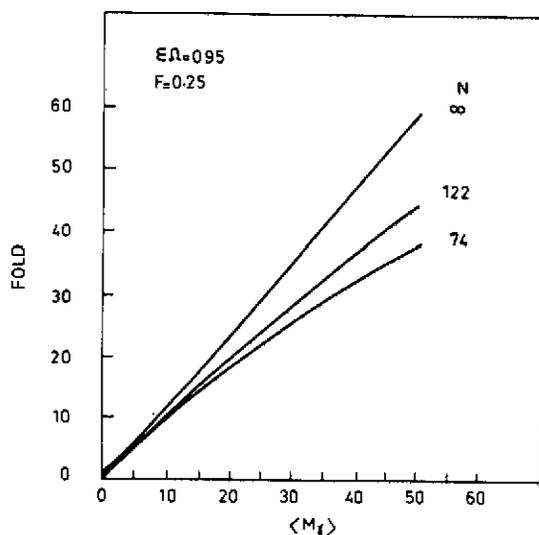


Figure 29 : Variation du nombre de compteurs touchés en fonction de la multiplicité et du nombre de détecteurs composant le château de cristal.

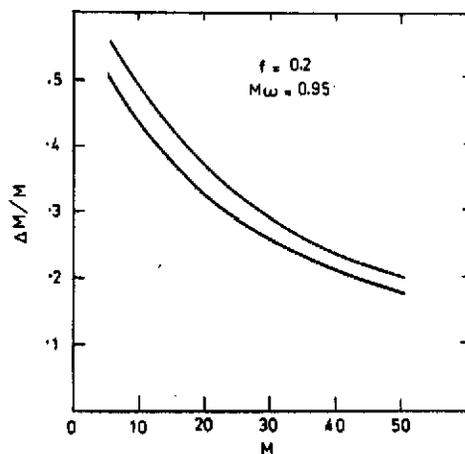


Figure 30 : Résolution en multiplicité du spectromètre de spin (trait pointillé) et du château de cristal (trait plein). L'efficacité totale de détection et la fraction compton sont choisies identiques pour les 2 systèmes; les hauteurs des couronnes du château sont:  $h_1=1$ ,  $h_2=1$ ,  $h_3=2.25$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

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

Dans le cas de dispositif tel Tessa la réjection est impossible et l'on estime que ce dispositif détecte en moyenne 1 neutron pour une réaction comportant 4 neutrons. La résolution en multiplicité est également sacrifiée: dans le projet Berkeley cette résolution sera de 50 %.

L'avantage de tels dispositifs est de pouvoir placer des Germanium avec anticompton relativement près de la cible et de bénéficier de spectres extrêmement propres.

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

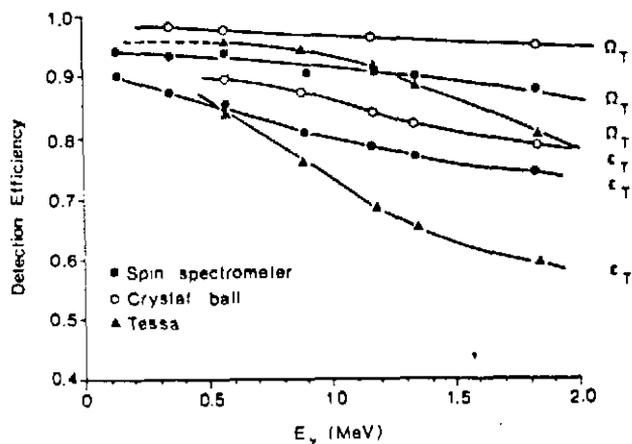


Figure 31 : Mesure de l'efficacité totale  $\Omega_T$  et de la fraction de l'énergie  $\gamma$  déposée  $\epsilon_T$  pour les 3 dispositifs multicompteurs  $4\pi, 8$

### Multidétecteur $4\pi$ , quelques applications

#### Orientation du spin du noyau

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

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

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

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

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

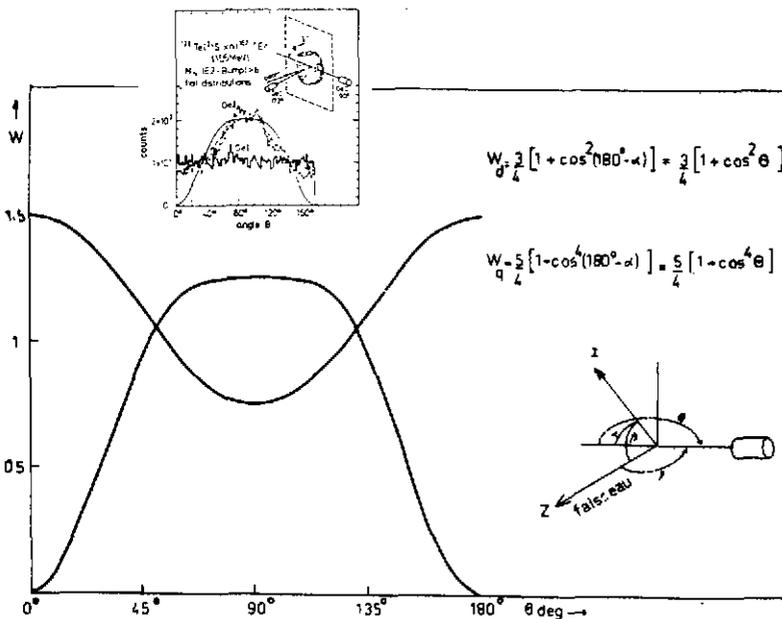


Figure 32 :  
Distribution angulaire de la direction du spin pour des transitions dipolaires  $W_D \Delta I=1$  et quadrupolaire  $W_Q \Delta I=2$ .

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

### Spectroscopie des raies discrètes yrast

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

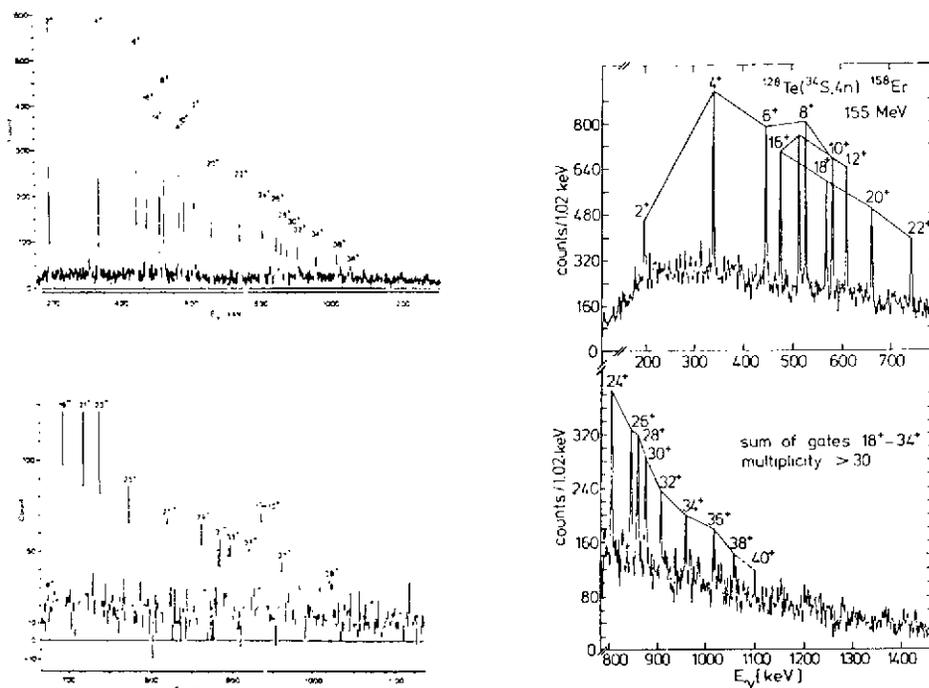


Figure 33 : Spectre de  $^{158}\text{Er}$  obtenu à Daresbury (partie gauche) et à Heidelberg (partie droite de la figure) en utilisant les dispositifs multidétecteurs  $4\pi$ .

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

### Etude des populations d'entrée dans des réactions de fusion

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

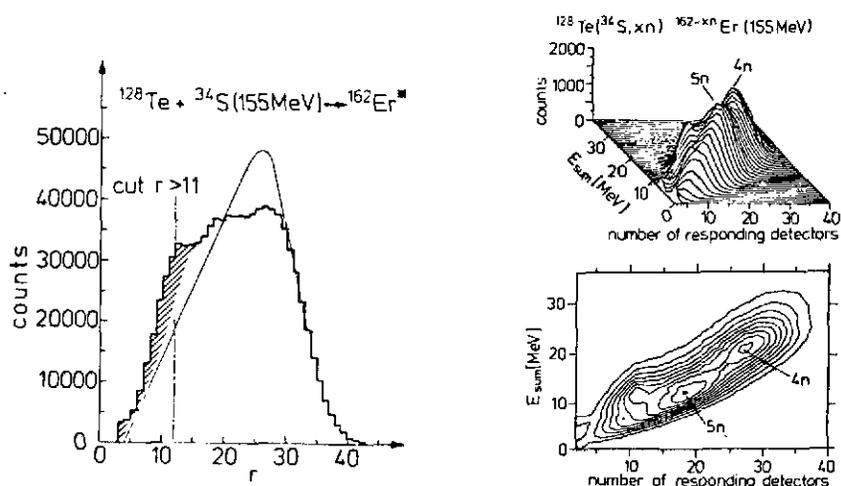


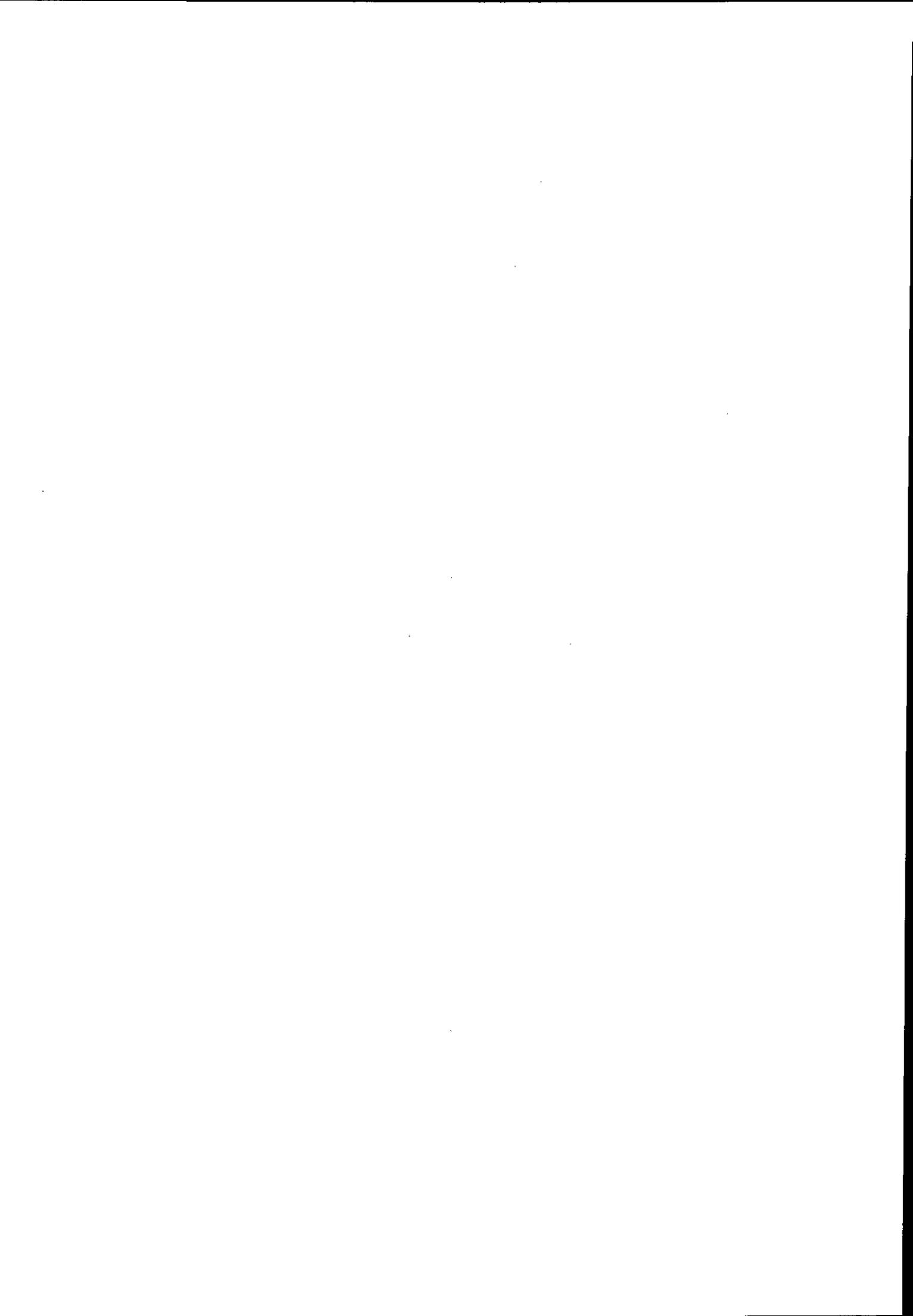
Figure 34 : Population des états d'entrée dans la réaction  $^{128}\text{Te} + ^{34}\text{S}$  à 155 MeV. Dans cette expérience la condition de coïncidence avec l'un des détecteurs germanium ainsi qu'un nombre de détecteurs touchés  $> 10$  pour la boule de cristal, étaient requis. 5

### Conclusion

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

Bibliographie

1. D.L. Hillis, J.D. Garrett, O. Christensen, B. Fernandez, G.D. Hagemann, B. Herskind, B.B. Back and F. Folkman, Nucl. Phys. A325 (1979) 216.
2. G.B. Hagemann et al, Nucl. Phys. A245 (1975) 166.  
L. Westerberg et al., NIM 145 (1977) 295.  
A. Kerek et al., NIM 150 (1978) 483.  
W. Ockels et al., Z. Phys. A 286 (1978) 181.
3. B. Haas, D.C. Radford, F.A. Beck, T. Byrski, C. Gehringer, J.C. Merdinger, A. Nourreddine, Y. Schutz and J.P. Vivien, Phys. Lett. 120B (1983) 79.
4. H.J. Körner, D.L. Hillis, C.P. Roulet, P. Aguer, C. Ellegaard, D.B. Fossan, D. Habs, M. Neiman, F.S. Stephens and R.M. Diamond, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 490.
5. R.S. Simon, R. Albrecht, D. Habs, K. Helmer, U.V. Helmolt, H.W. Heyng, B. Kolb, D. Pelte, D. Schwalm, V. Metag, H. Gräf, W. Hennerici, H.J. Hennrich, E. Jaeschke, R. Repnow, W. Wahl, International Symposium on the Dynamics of Nuclear Collective Motion, July 1982, Mt Fuji, Japan.
6. M. Laval, M. Moszynski, R. Allemand, E. Cormoreche, P. Guinet, R. Odru, J. Vacher, NIM 206 (1983) 169.
7. D.G. Sarantites, M. Jääskeläinen, J.T. Hood, R. Woodward, J.H. Barker, D.C. Hensley, M.L. Halbert, Y.D. Chan, Journal de Physique C10, (1980) 269.
8. P.J. Twin, P.J. Nolan, R. Aryaeinejad, D.J.G. Love, A.H. Nelson and A. Kirwan, Proceedings of International Conference on Heavy-Ion Physics and Nuclear Physics, Catania, March 1983.
9. F.S. Stephens  
Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak-Ridge, Nov. 1982, Ed. N.R. Johnson Harwood academic publishers, p. 479.
10. D. Habs, U.V. Helmolt, H.W. Heyng, R. Kroth, B. Kolb, D. Pelte, D. Schwalm, W. Hennerici, H.J. Hennrich, G. Himmele, R. Repnow, W. Wahl, E. Adelberger, A. Lazzarini, R.S. Simon, R. Albrecht, V. Metag.  
Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak-Ridge, Nov. 1982, Ed. N.R. Johnson Harwood Academic Publishers, p. 451.



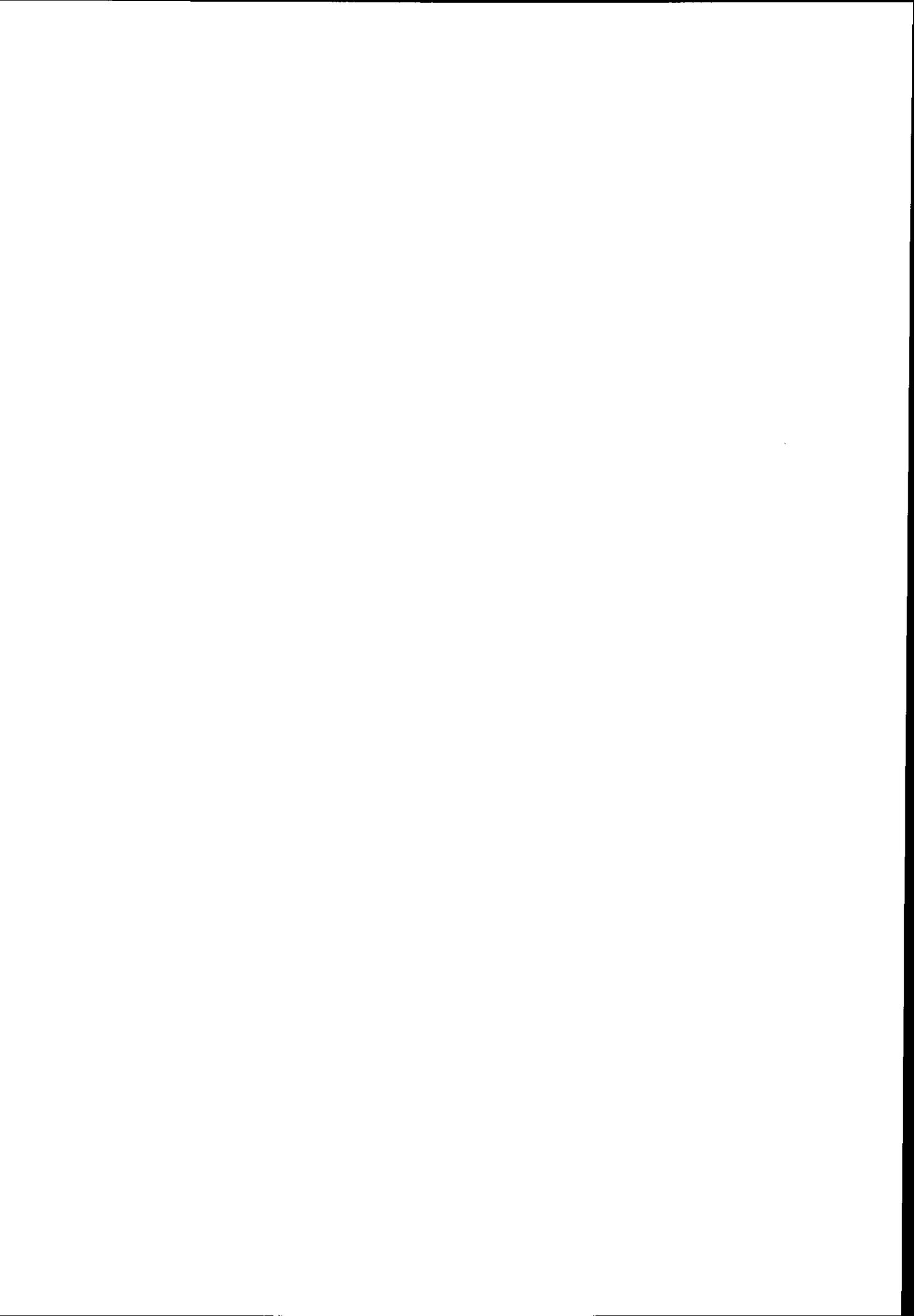
**NOYAUX LOIN DE LA VALLEE DE STABILITE  
PRODUCTION ET ETUDE EXPERIMENTALE DES ETATS FONDAMENTAUX**

**M. EPHERRE**

Laboratoire René Bernas du C.S.N.S.M., Orsay

et

CERN, Genève (Suisse)



## 1. INTRODUCTION

Nous savons (depuis 1932) que les noyaux sont constitués de protons et de neutrons qui peuvent être assemblés, en principe, suivant un grand nombre de combinaisons. On en connaît actuellement un peu plus de 2000: environ 300 existent dans la nature et 1900 ont été fabriqués artificiellement. On pense qu'ils représentent entre le tiers et la moitié des noyaux qui pourraient exister (fig. 1). La grande majorité des noyaux couramment observés dans la nature (263 sur 287) sont stables dans le sens qu'ils ont une durée de vie infinie. Ils forment la "ligne

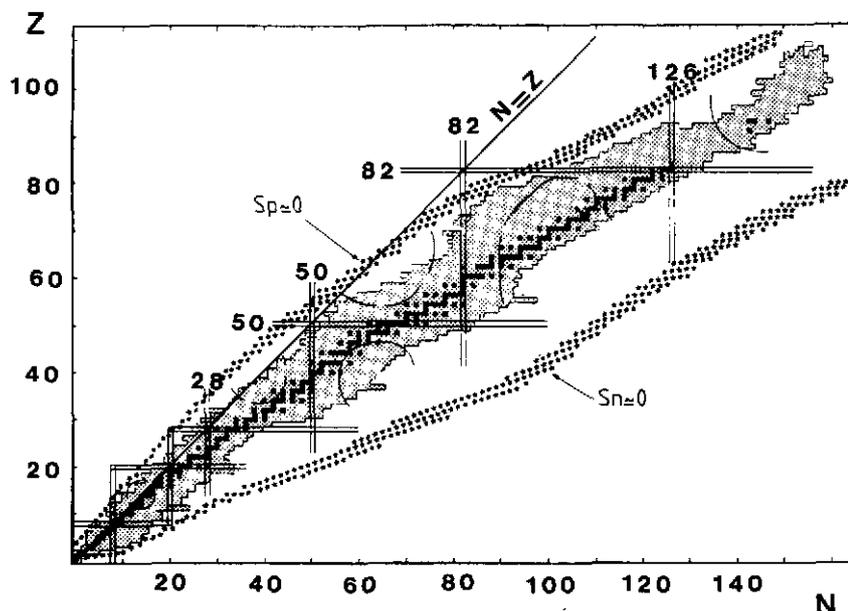


Fig. 1 Table des nuclides. En noir, les noyaux stables; en pointillés la zone des noyaux connus, c'est-à-dire au moins identifiés; la zone étoilée figure la limite des noyaux qui pourraient exister. Les doubles lignes verticales et horizontales sont à l'emplacement des nombres magiques.

de stabilité" du plan (Z,N). Cette ligne se confond avec la ligne  $Z = N$  pour les noyaux les plus légers, puis s'en écarte progressivement au fur et à mesure que le nombre de nucléons augmente ( $N = 1,5Z$  pour  $^{209}\text{Bi}$ ). La proportion plus importante de neutrons compense l'effet disruptif des forces coulombiennes entre les protons.

Les noyaux situés de part et d'autre de cette ligne ont des durées de vie, allant de quelque  $10^{15}$  ans à quelques millisecondes, d'autant plus courtes qu'ils en sont plus éloignés. Ceux que l'on dit "loin de la vallée de stabilité" ont des durées de vie inférieures à quelques minutes; on qualifie d'exotiques ceux situés aux frontières de nos connaissances.

Pourquoi parle-t-on de "vallée" de stabilité? Cette notion et son corollaire (qui est la stabilité relative des noyaux) peuvent être perçus sur la représentation graphique de leur excès de masse:  $m = M - A *$  (fig. 2). C'est la grandeur généralement utilisée et tabulée<sup>1</sup>, pour des

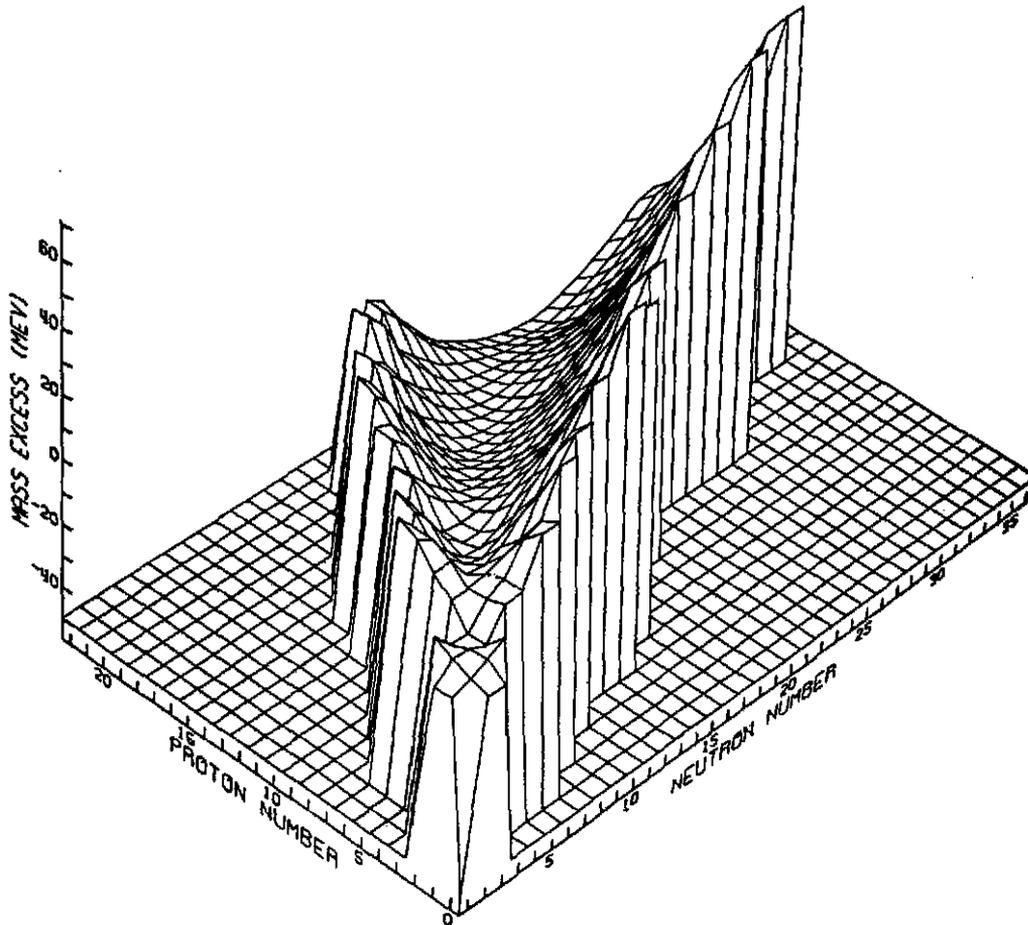


Fig. 2 Représentation de la vallée de stabilité dont le fond est occupé par les noyaux stables, qui ont les masses les plus faibles. [D'après J. Cerny et A.M. Poskanzer, Scientific American 238 (1978) 60.]

\* ) En toute rigueur,  $M$  est la masse de l'atome et  $M = M' + ZM_e - B_e$ , où  $M'$  est la masse du noyau,  $M_e$  celle de l'électron et  $B_e$  l'énergie de liaison totale des électrons de l'atome. Celle-ci n'atteint pas 1 MeV pour les éléments les plus lourds et est négligeable dans la plupart des cas. On exprime  $M$  en unités de masse atomique et  $(M - A)$  est converti en keV dans les tables. Un noyau de référence est choisi pour lequel on pose  $M - A = 0$  ( $^{12}_6\text{C}$ ).

raisons historiques et de commodité d'écriture, sans conséquence physique, lorsqu'on traite de la masse des noyaux. Cet excès de masse est relié à l'énergie de liaison  $B$  des nucléons dans le noyau; en effet,  $B = ZM_p + NM_n - M'$ , où  $M'$  est la masse du noyau,  $M_p$  celle du proton,  $M_n$  celle du neutron. Ce qu'on peut encore écrire:

$$B \approx Zm_p + Nm_n - m,$$

où  $m_p$  et  $m_n$  sont les excès de masse du proton et du neutron.

Les noyaux les plus stables ont les plus grandes énergies de liaison, donc les plus faibles excès de masse, et sont situés au fond de la vallée (fig. 2). Les noyaux situés sur les flancs, moins stables, se désintègrent en des noyaux de plus faible masse. La somme des masses des produits de la désintégration est toujours inférieure à la masse du noyau initial. Autre propriété également visible sur la figure 2: le long d'une ligne isobarique (noyaux de même  $A$ ), la masse varie plus lentement du côté des noyaux riches en neutrons; en d'autres termes, les flancs de la vallée sont dissymétriques.

Si le numéro atomique  $Z$  et le rapport  $N/Z$  déterminent les principales caractéristiques de cette vallée, il faut encore ajouter que les noyaux pour lesquels  $Z$ , ou  $N$ , ou les deux sont pairs, sont plus stables que leurs voisins. Ceci est particulièrement sensible pour les noyaux légers, où le noyau ( $Z, N$ ) pair peut exister et son voisin de  $A$  "inférieur" ne pas exister. Par exemple,  ${}^4_2\text{Be}^{10}$  et  ${}^5_2\text{B}^{12}$  existent alors que  ${}^3_2\text{Be}^9$  et  ${}^6_2\text{B}^{11}$  n'existent pas<sup>2</sup>.

Comment se détermine la limite entre le noyau qui existe et celui qui n'existe pas? (ce qu'on appelle encore la limite de stabilité au sens large, c'est-à-dire la limite des systèmes nucléaires liés). Les exemples de  ${}^6\text{He}$  stable et  ${}^5\text{He}$  instable en sont une bonne illustration (fig. 3). Le noyau  ${}^6\text{He}$  se désintègre par émission  $\beta$ . Les émetteurs  $\beta$  ont des durées de vie de  $10^{-3}$  s à  $10^9$  ans; le minimum, relativement long à l'échelle subatomique, est la conséquence de la "faiblesse" de la force mise en jeu ici. Le noyau  ${}^5\text{He}$  se désintègre par émission spontanée de neutrons parce que  $M({}^5\text{He}) > M({}^4\text{He}) + M(n)$ ; c'est un processus de désintégration beaucoup plus

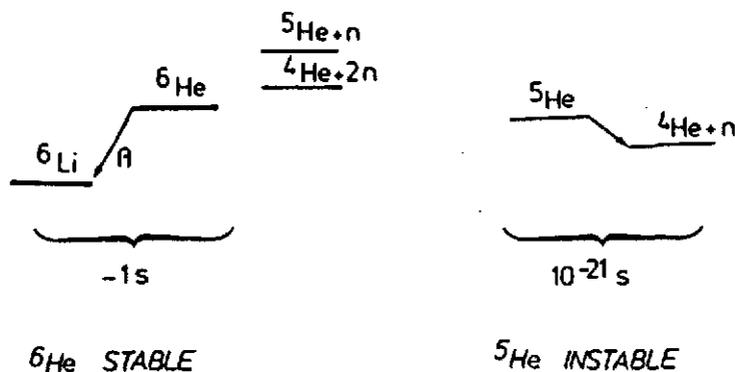


Fig. 3 Le noyau  ${}^6\text{He}$  est lié: il ne peut se désintégrer suivant la voie neutron ( $S_n < 0$ ); au contraire,  ${}^5\text{He}$  n'est pas lié pour l'émission d'un neutron ( $S_n > 0$ ).

rapide: le temps minimum requis est le temps mis par le nucléon pour traverser le noyau, soit  $\sim 10^{-21}$  s. En tenant compte des différentes barrières qui peuvent ralentir le processus, on peut atteindre au plus des temps de l'ordre de  $10^{-16}$  s. C'est cet écart très important entre  $10^{-16}$  s et  $10^{-3}$  s qui détermine la limite pratique entre les noyaux qui existent et ceux qui n'existent pas. Cette limite a d'abord été observée dans la région des noyaux légers, pour lesquels on atteint très vite des rapports N/Z extrêmes, à cause du petit nombre de nucléons. Sont à la limite de nos connaissances et de la stabilité, donc définitivement "exotiques":  ${}^6\text{B}$ ,  ${}^9\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{N}$ ,  ${}^{13}\text{O}$ ,  ${}^{17}\text{F}$  et  ${}^{17}\text{Ne}$  pour les noyaux riches en protons, et  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$  pour ceux riches en neutrons.

Les limites d'existence possible des noyaux indiquées sur la figure 1, les "drip-lines", ont été déterminées à partir de calculs, plus ou moins phénoménologiques, des masses de noyaux. Ce sont les lignes joignant les points pour lesquels l'énergie de séparation du dernier proton  $S_p$  ou neutron  $S_n$  devient négative:

$$S_n(Z,N) = B(Z,N) - B(Z,N-1)$$

$$S_p(Z,N) = B(Z,N) - B(Z-1,N) .$$

(Remarquer sur la figure 3 la position relative des niveaux  ${}^6\text{He}$  et  ${}^5\text{He} + n$  d'une part,  ${}^5\text{He}$  et  ${}^4\text{He} + n$  d'autre part.)

La figure 1 ne montre pas les limites prévues au-delà de  $Z = 110$  et  $N = 160$ . Il ne s'agit plus là seulement de savoir jusqu'où on peut ajouter des isotopes à un élément connu, mais jusqu'où le tableau périodique des éléments peut s'étendre. En effet, dès 1955, à partir du modèle des couches des noyaux une prédiction théorique avait évoqué la possibilité d'existence de noyaux stables au-delà de la péninsule de matière nucléaire. Mais c'est en 1966 que Myers et Swiatecki<sup>3</sup> la formulent de façon quantitative et suggèrent la localisation d'un îlot de stabilité autour de ( $Z = 114$ ,  $N = 184$ ): l'îlot des "superlourds". Malgré les efforts considérables déployés pour rechercher ces éléments, tant dans la nature que dans des réactions nucléaires, toutes les tentatives sont restées vaines, y compris la dernière en date, faite par une puissante collaboration GSI Darmstadt-LBL Berkeley<sup>4\*</sup>).

Pourquoi étudier les noyaux loin de la vallée de stabilité?

D'abord parce qu'ils diffèrent sur de nombreux points de ceux situés dans la vallée: composition (N, Z), durée de vie, masse, ... Ils vont donc nous donner d'autres informations sur la structure nucléaire et répondre aux questions qui se posent très naturellement: Comment se comportent les couches magiques loin de la stabilité? Quels sont les noyaux sphériques et ceux qui sont, au contraire, très déformés? Si la force nucléaire est globalement comprise, il n'y a

\* ) GSI = Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, RFA.  
LBL = Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, Calif., Etats-Unis.

encore aucune théorie couvrant la physique nucléaire, c'est-à-dire capable d'indiquer le comportement d'un assemblage de protons et de neutrons dans un noyau particulier. Il est intéressant de faire des études systématiques locales loin de la stabilité pour tester les prédictions théoriques des modèles établis pour les noyaux bien connus de la vallée de stabilité.

Ensuite, explorer l'inconnu, c'est aussi avoir l'espoir de trouver des phénomènes nouveaux: nouvelles espèces, nouveaux modes de décroissance, ... Cette exploration est guidée parallèlement ou successivement par les prévisions théoriques et les possibilités expérimentales.

Le domaine des noyaux loin de la stabilité est en plein essor depuis les années soixante-dix, et la figure 4 montre les progrès réalisés dans l'identification (donc aussi la production) de

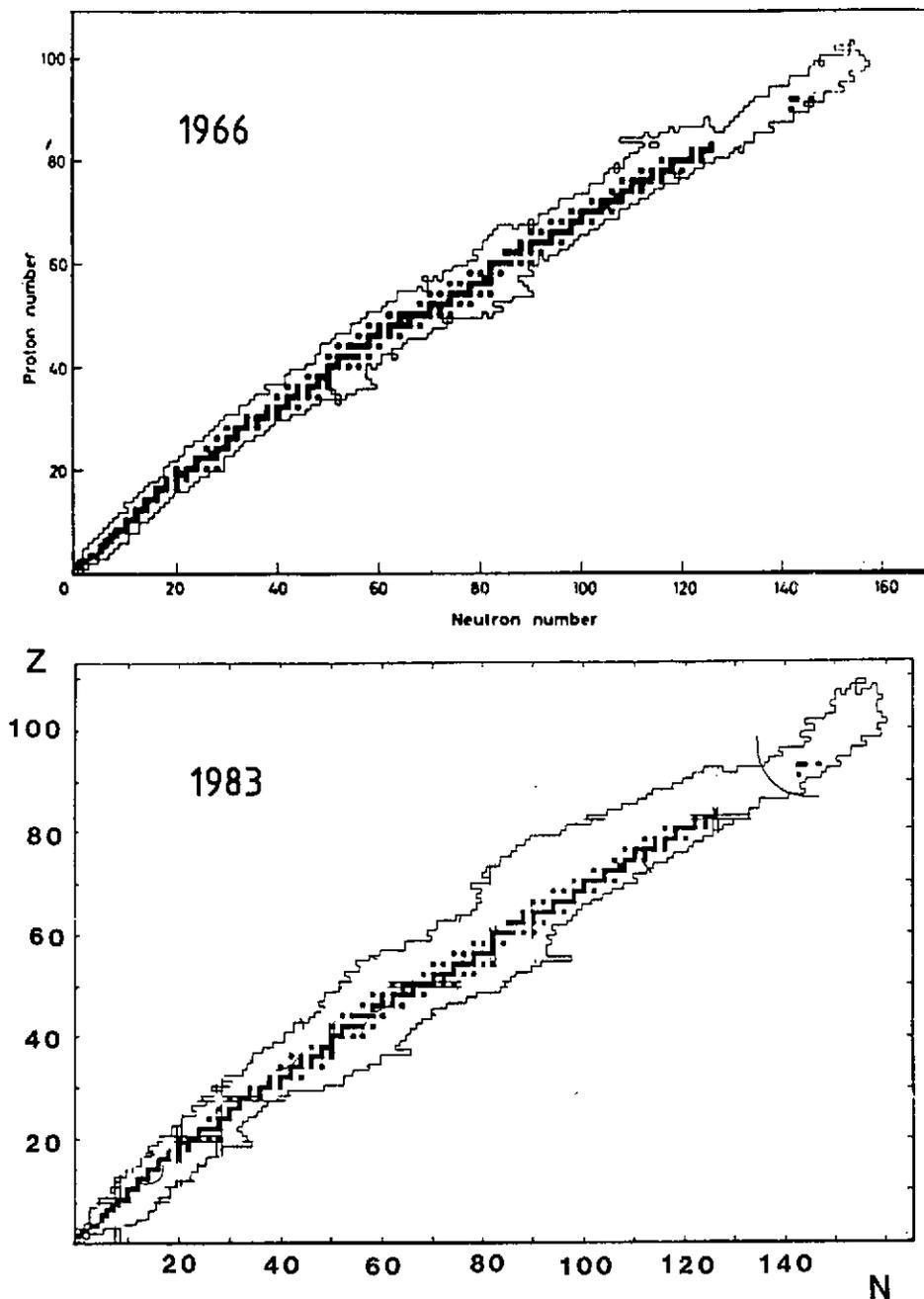


Fig. 4 En haut: Les noyaux connus en 1966, à l'époque de la première conférence sur les noyaux loin de la vallée de stabilité (figure de I. Bergström). En bas, ceux qu'on connaît maintenant.

nouvelles espèces nucléaires entre 1966, date de la première conférence du domaine<sup>5</sup>, qui posait la question "Why and how should we investigate nuclei far from stability?", et cette année 1983. Pour un certain nombre d'espèces, des propriétés essentielles ont été mesurées: durée de vie, masses, spins, moments, modes de désintégration, ... Ce sont des études difficiles et longues: Les noyaux concernés ont une durée de vie très brève (il faut les étudier là où ils sont formés -- en ligne) et sont produits en très faibles quantités (jusqu'à moins d'un noyau par seconde). L'histoire de <sup>11</sup>Li en donne un bon exemple. Calculé non lié en 1965<sup>6</sup> ( $S_n < 0$ ), il est identifié par l'expérience en 1966<sup>7</sup>; 1969: sa période, est mesurée ( $T = 8,5 \text{ ms}$ )<sup>8</sup>; 1974: on observe qu'il est émetteur de neutrons retardés<sup>9</sup>; 1975: sa masse est mesurée<sup>10</sup>; 1979-80 son activité  $\gamma$  est mesurée<sup>11</sup> et on observe qu'il est émetteur non seulement de  $2n$ , mais aussi de  $3n$  retardés<sup>12,13</sup>. C'est la première fois que ce mode de désintégration est observé. En 1981, on observe l'émission d' $\alpha$  et <sup>6</sup>He retardés<sup>13</sup>. Et ce n'est pas terminé: une voie de désintégration possible par tritons retardés reste à mettre en évidence! Chaque étape est le résultat d'un développement expérimental qui a conduit à l'augmentation, soit de la production du noyau étudié, soit de la sensibilité des méthodes de détection, ou encore des deux à la fois.

Ce cours présente les principales méthodes expérimentales utilisées pour la production, l'identification, les mesures de masses, périodes, rayons et moments, l'étude des modes de décroissance des noyaux exotiques\*). Quelques résultats physiques particulièrement intéressants seront donnés en illustration.

## 2. METHODES DE PRODUCTION

### 2.1 Historique

Les premiers noyaux exotiques (en leur temps) ont été découverts en 1934. Ce sont les premiers radioéléments artificiels produits par Irène et Frédéric Joliot-Curie, noyaux de <sup>13</sup>N, <sup>30</sup>P et <sup>27</sup>Si obtenus en bombardant des cibles de bore, d'aluminium et de magnésium avec les  $\alpha$  de la radioactivité spontanée du radium (ou polonium)<sup>14</sup>.

Après les  $\alpha$  de la radioactivité naturelle, ce sont les neutrons produits eux-mêmes par transmutation qui ont été utilisés comme projectiles; puis très vite, les accélérateurs ont pris le relais, fournissant des faisceaux de noyaux légers p, d,  $\alpha$  avec une énergie et une intensité sans cesse croissantes: appareil de Cockcroft et Walton à Cambridge, et surtout cyclotron de Lawrence à Berkeley. Cet appareil, développé pour la recherche d'isotopes à usage médical, a permis d'identifier nombre de nouvelles espèces: <sup>60</sup>Co, <sup>99</sup>Tc, <sup>14</sup>C, ... Progressivement, les

\*) On utilisera souvent dans la suite le terme d'exotique dans le sens "loin de la vallée de stabilité" pour alléger l'expression.

radionuclides voisins de la stabilité ont été ainsi reconnus; mais les premières explorations systématiques loin de la stabilité ont commencé au début des années soixante.

On utilise comme projectiles des neutrons thermiques, sources d'abondantes espèces riches en neutrons produites dans la fission de  $^{235}\text{U}$ , des protons de moyenne énergie [150 MeV au SC d'Orsay\*), 600 MeV au SC du CERN, 3 GeV à Princeton], et enfin des ions lourds ( $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ) de quelques MeV/u (Karnaukhov à Doubna et MacFarlane aux Etats-Unis)<sup>5</sup>. On mesure les sections efficaces  $\sigma$  de production des noyaux voisins de la stabilité par des méthodes radiochimiques et on les extrapole pour prévoir la production des espèces plus exotiques en même temps qu'on développe des méthodes plus rapides pour leur analyse. La figure 5 montre l'évolution au cours du temps de notre connaissance des espèces radioactives. Le premier grand saut, dans les années soixante (on passe de 400 à 1000 noyaux reconnus), correspond au développement des modes de production (accélérateurs). Le deuxième grand saut des années quatre-vingts est le résultat du développement de moyens d'investigation propres aux noyaux loin de la stabilité, c'est-à-dire de méthodes expérimentales particulièrement sensibles, rapides et sélectives.

Aujourd'hui presque toutes les réactions nucléaires connues sont utilisées pour produire des noyaux exotiques, des réactions simples à deux corps jusqu'aux réactions complexes où le noyau cible éclate en un grand nombre de fragments. Chacune ayant ses particularités en ce qui

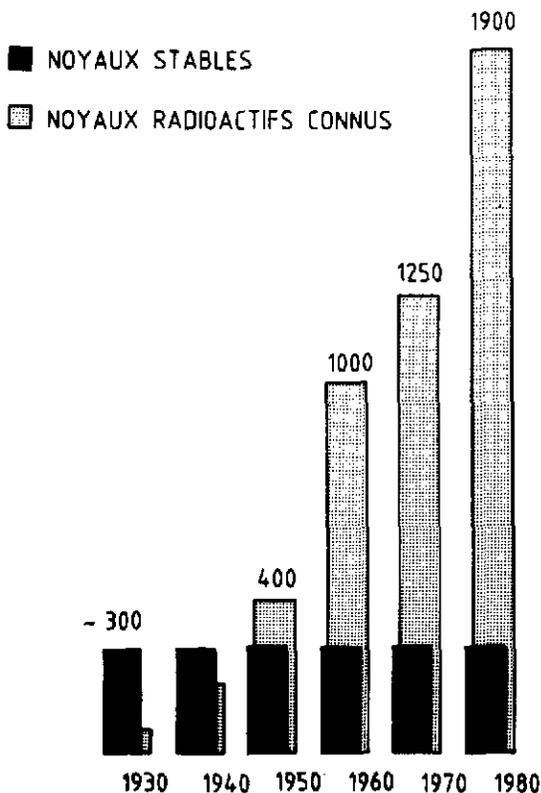


Fig. 5 Evolution au cours du temps de notre connaissance des espèces nucléaires. Diagramme construit à partir des tables d'isotopes publiées depuis 1940.

\*) Dans une cible de Si, on fabriquait les isotopes  $^{20-25}\text{Na}$  et avec une cible d'U on identifiait pour la première fois  $^{96-98}\text{Rb}$  15.

concerne la section efficace  $\sigma$ , la sélectivité, la distribution angulaire, ..., des noyaux produits, on utilisera au mieux leurs possibilités en leur adaptant les systèmes de détection. Ainsi par exemple une réaction de spallation non sélective, mais avec des  $\sigma$  importantes pour un grand nombre de noyaux, permettra d'étudier la variation d'une propriété particulière le long de lignes  $Z = \text{cste}$  (ou  $N = \text{cste}$ ), le système de détection assurant la sélection de façon univoque. Au contraire, pour une réaction très sélective il suffira d'un système de détection peu sélectif, donc plus efficace pour l'étude d'un noyau particulier.

On peut classer les réactions nucléaires utilisées pour produire des noyaux exotiques suivant différents critères: le mécanisme de la réaction mise en jeu, la nature et l'énergie du projectile utilisé (donc les accélérateurs), le type de noyaux qu'on veut produire, ... J'ai adopté le premier, parce qu'il évite les redites.

## 2.2 Principales réactions nucléaires

### utilisées pour la production des noyaux loin de la vallée de stabilité

Jusqu'à maintenant on n'a pas véritablement disposé de modèles théoriques avec un bon pouvoir prédictif des  $\sigma$ ; les développements se sont faits par approches successives. Les mécanismes sont donc classés suivant un ordre arbitraire: celui des énergies mises en jeu.

#### 2.2.1 Réactions de transfert quasi élastiques, ou réactions à deux corps

Ce sont des réactions induites par des projectiles légers ( $p$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ , ...) ou plus lourds ( ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{18}\text{O}$ , ...) accélérés dans des "tandems" à des énergies de quelques dizaines de MeV. Sur la figure 6 sont représentées quelques réactions: 1, une réaction du type échange de charge simple ( $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ); 2, du type "pick-up" [( $t, \alpha$ ) pour le pick-up d'un proton]; 3 et 4, du type transfert simple [respectivement ( ${}^{18}\text{O}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ) pour le transfert de deux neutrons, ( ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ) pour celui de deux protons]; 5 et 6 sont des exemples de réactions plus complexes, respectivement ( ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{B}$ )

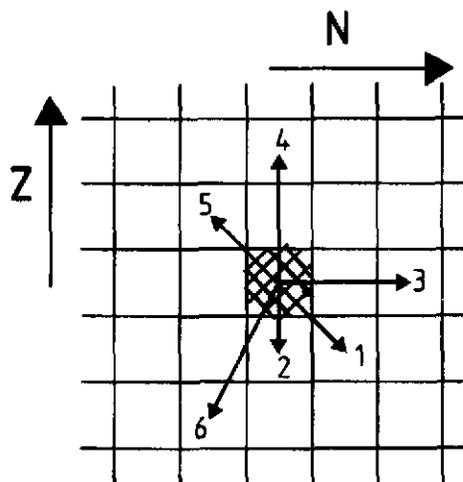


Fig. 6 Les noyaux produits (indiqués par l'extrémité des flèches) dans des réactions de transfert quasi élastiques sont voisins de la cible (hachurée). Les chiffres correspondent à des réactions indiquées dans le texte.

et ( $^{14}\text{C}$ ,  $^{17}\text{O}$ ). Les particules légères ont, sur les ions lourds, l'avantage d'offrir des faisceaux de projectiles plus intenses, d'autoriser des épaisseurs de cible plus importantes à cause de leur perte d'énergie plus faible. L'identification des particules légères ( $A \leq 8$ ) est aussi plus facile et plus sûre. Mais les ions lourds offrent des possibilités plus grandes quant aux noyaux accessibles, même si la section efficace diminue très vite lorsque le  $Q$  de la réaction devient très négatif et que le nombre de nucléons échangés augmente. Ce sont toujours des réactions à deux corps dans la voie de sortie, et le noyau formé est toujours voisin de la cible, donc jamais très exotique. Leurs  $\sigma$  restent faibles (quelques  $\mu\text{b}/\text{sr}$ ) et elles sont surtout utilisées pour déterminer les masses de l'état fondamental et du premier état excité des noyaux exotiques ainsi formés<sup>16</sup>.

### 2.2.2 Réactions de transfert très inélastiques

Elles correspondent au transfert d'un certain nombre de nucléons entre projectile et cible. On bombarde une cible lourde (U, Th, Ta, ...) avec un projectile dont le numéro atomique est légèrement supérieur à celui des isotopes qu'on veut produire. Schématiquement, il se forme un système composite à l'intérieur duquel les noyaux interagissent fortement en échangeant nucléons et énergie. Lorsque les forces coulombiennes et centrifuges deviennent plus fortes que l'attraction nucléaire, le système se casse. Le rapport  $N/Z$  des deux fragments se distribue autour d'une valeur moyenne, voisine du  $N/Z$  du noyau composite (fig. 7). Il est donc possible d'enrichir le  $N/Z$  du projectile en choisissant des cibles de  $N/Z$  élevé. Pour minimiser l'évaporation de neutrons qui se produit toujours pendant la désexcitation ultérieure, on a intérêt à choisir l'énergie incidente juste au-dessus de la barrière d'interaction.

Les premières expériences de ce type avaient été réalisées en 1971 par une équipe russe<sup>17</sup> qui avait alors identifié dix-sept nouveaux isotopes de  $Z < 8$ . Elles avaient ensuite été un peu oubliées jusqu'à ce qu'un groupe d'Orsay<sup>18</sup> les reprenne en 1979 et mettent en évidence cinq nouveaux isotopes riches en neutrons, de  $Z = 14$  à 16, dans la réaction  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$  à 6 MeV/u, puis huit autres<sup>19</sup> dans la région de  $Z = 22$  à 26, avec des  $^{40}\text{Ar}$  de 8,5 MeV/u. De nombreux nouveaux

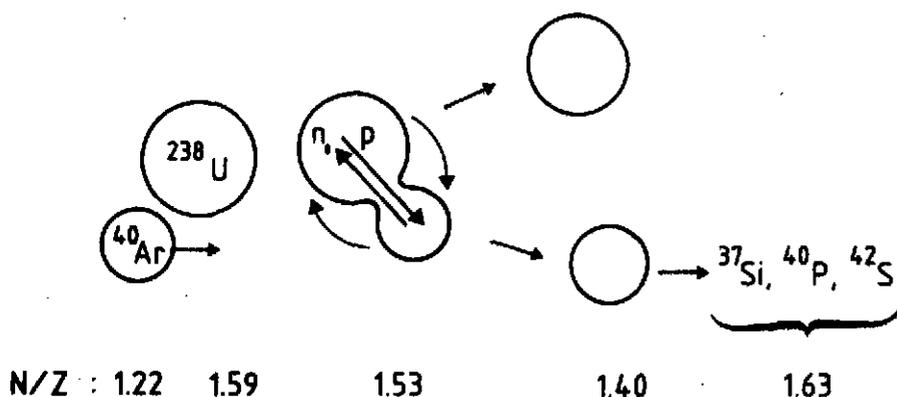


Fig. 7 Exemple de production d'isotopes riches en neutrons par réaction de transfert très inélastique. Les noyaux très riches en neutrons apparaissent au bord de la distribution en  $N/Z$ .



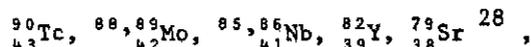
Les noyaux observés sont des noyaux impair-impair de plus grande stabilité pour la fission spontanée.

- La réaction la plus favorable pour atteindre la région des superlourds,  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ , a été réalisée par une collaboration LBL-GSI<sup>24</sup>, qui a recherché pendant trois semaines la production d'isotopes de  $Z = 116$ . Une limite supérieure de  $\sigma$  de l'ordre de 25 pb/10 MeV, pour un intervalle de durée de vie de  $10^{-6}$  à  $10^6$  s, a été mesurée.
- La région autour de  $Z = 82$  a été bien explorée à Berkeley, Orsay et Darmstadt, de nombreux isotopes déficients en neutrons, de  $^{78}\text{Pt}$ ,  $^{79}\text{Au}$ ,  $^{80}\text{Hg}$ ,  $^{82}\text{Pb}$ ,  $^{83}\text{Bi}$ , ont été identifiés dans des réactions (IL, xn) et (IL, pxn) par leur désintégration  $\alpha$ <sup>25</sup>.
- Pour les noyaux de  $Z$  inférieur, le mécanisme de la réaction a été particulièrement bien étudié en vue de définir les conditions optimales pour fabriquer des noyaux à la limite de la stabilité pour l'émission de protons. Au GSI de Darmstadt ont été ainsi utilisés des faisceaux très déficients en neutrons  $^{58}_{28}\text{Ni}$  et  $^{40}_{20}\text{Ca}$  sur des cibles elles-mêmes très déficientes en neutrons, ce qui a permis d'identifier deux noyaux situés de l'autre côté de la limite de stabilité proton soit de l'autre côté de la ligne  $S_p = 0$ :



Nous reviendrons plus loin sur leur intérêt.

- Dans la région autour de  $Z = 40$ , c'est aussi par des réactions de fusion-évaporation qu'ont été produits à Orsay (accélérateur Alice) les nouveaux isotopes déficients en neutrons



résultats de l'interaction d'un faisceau de  $^{32}_{16}\text{S}$  avec des cibles constituées de l'isotope naturel le plus déficient en neutrons des éléments Fe, Ni, Cu et Zn.

- On peut également inclure dans ces réactions celles induites par des ions légers (tels  $^3\text{He}$ ) qui, par réaction ( $^3\text{He}, p4n$ ) sur  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{28}\text{Si}$ , ont produit respectivement  $^{22}_{13}\text{Al}^{29}$  et  $^{26}_{14}\text{P}^{30}$ , seuls noyaux impair-impair de  $T_z = (N - Z)/2 = -2$  connus. Avec des cibles pour lesquelles  $Z = N$  ces réactions sont couramment utilisées pour fabriquer des noyaux riches en protons de  $A < 40$ . Les ions légers présentent toujours l'avantage de faisceaux intenses (par exemple 10  $\mu\text{A}$  pour les  $^3\text{He}$  de 135 MeV du cyclotron de 88 pouces de Berkeley).

#### 2.2.4 Réactions de fission

Ce sont les réactions utilisées depuis le plus longtemps, en particulier celles induites par les neutrons thermiques sur une cible d'uranium, pour produire les isotopes riches en neutrons des noyaux de masse moyenne.

Au cours de ces réactions, le noyau composé formé par l'ensemble noyau cible plus projectile se déforme, jusqu'à la cassure en deux morceaux de masses comparables mais différentes. Ils sont typiquement centrés autour de  $A = 95$  et  $A = 140$ . Ces réactions produisent un nombre de noyaux différents encore plus grand que celles considérées précédemment. Les fragments de fission sont également produits par interaction de protons de quelques centaines de MeV avec des cibles lourdes, principalement des actinides U et Th.

### 2.2.5 Réactions de spallation

La complexité de la réaction s'accroît, ainsi que le nombre de noyaux différents produits. On peut la schématiser ainsi (fig. 8): le projectile, proton de quelques centaines de MeV, provoque une série de chocs entre des nucléons du noyau cible; quelques-uns sont éjectés rapidement, laissant un noyau excité qui se désexcite ensuite par émission de neutrons. On produit ainsi des noyaux de  $Z$  inférieur de quelques unités au  $Z_{\text{cible}}$  et très déficients en neutrons. Par exemple, avec le faisceau de protons de 600 MeV du SC du CERN sur une cible de  $^{139}_{57}\text{La}^{82}$ , on peut produire toute une série d'isotopes de  $_{55}\text{Cs}$ , déficients en neutrons depuis  $^{133}_{55}\text{Cs}^{78}$  jusqu'à  $^{115}_{55}\text{Cs}^{60}$ , soit 22 neutrons de moins que le noyau cible!

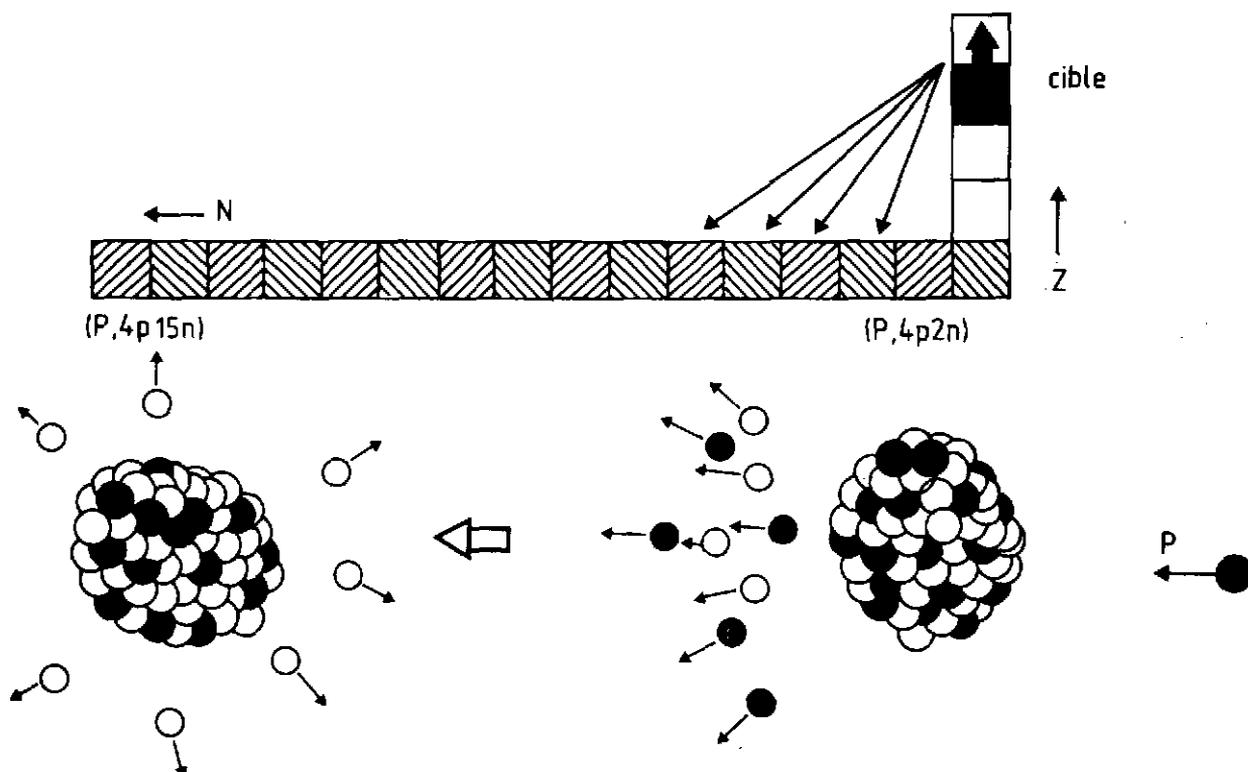


Fig. 8 Schéma de principe d'une réaction de spallation avec, en exemple, une série d'isotopes produits pour l'élément de  $Z = Z_{\text{C}} - 3$ .

### 2.2.6 Réactions de fragmentation

Sous ce vocable on désigne deux types de réaction dont le mécanisme est vraisemblablement très différent, mais qui produisent dans les deux cas des noyaux légers très riches en neutrons.

Ce sont

- i) Les réactions induites par des protons de quelques GeV sur des cibles lourdes -- U, Th, Ir, ... -- qui produisent les noyaux de  $Z \leq 20$ ; ces réactions sont connues depuis longtemps, mais leur mécanisme est seulement en cours d'étude<sup>31</sup>. Une douzaine de nouveaux noyaux ont été produits ainsi, et en particulier les plus riches en neutrons connus, c'est-à-dire  ${}^{14}_4\text{Be}^{10}$ <sup>32</sup>,  ${}^{35}_{11}\text{Na}^{24}$ <sup>33</sup>,  ${}^{54}_{19}\text{K}^{35}$ <sup>34</sup>.
- ii) Les réactions de fragmentation du projectile, lorsque celui-ci est un ion lourd d'énergie supérieure à environ 40 MeV/u. Connues et étudiées jusqu'à maintenant pour les ions lourds relativistes de Berkeley, par exemple  ${}^{48}\text{Ca}$  de 9,2 GeV et  ${}^{40}\text{Ar}$  de 8,1 GeV avec lesquels ont été produits une vingtaine de nouveaux isotopes riches en neutrons, dans la région  $7 < Z < 17$ <sup>35,36</sup> (jusqu'à  ${}^{44}_{16}\text{S}$  et  ${}^{45}_{17}\text{Cl}$ ), elles semblent être aussi prépondérantes à des énergies plus basses, comme vient de le montrer une expérience récente au GANIL<sup>\*</sup>) avec des ions  ${}^{40}\text{Ar}$  de 1,8 GeV (44 MeV/u)<sup>37</sup>. Les fragments sont produits vers l'avant avec une vitesse voisine de celle du projectile et avec un rapport N/Z qui se distribue autour du rapport N/Z du projectile; par exemple, avec le faisceau de  ${}^{48}\text{Ca}$  (N/Z = 1,4) les fragments les plus riches en neutrons qu'on ait atteints ont un rapport N/Z  $\sim 1,6-1,8$ .

### 2.2.7 Réactions secondaires

On a également utilisé les neutrons (rapides) produits par une première réaction nucléaire pour induire, dans une seconde réaction, la production de noyaux exotiques, soit pour étudier la décroissance d'un noyau particulier en limitant la production d'autres espèces radioactives sources de bruit de fond, soit pour produire de nouveaux noyaux inaccessibles autrement. On a ainsi pu étudier  ${}^{36}\text{P}$  après formation dans la réaction  ${}^{37}\text{Cl}(n,2p){}^{36}\text{P}$ , les neutrons venant du "stripping" de  ${}^9\text{Be}$  par des deutons de 70 MeV<sup>38</sup>. On a utilisé plus souvent les neutrons de spallation produits dans les "bouchons" de faisceau, en Cu généralement, en particulier pour produire les noyaux riches en neutrons des éléments situés au-dessus des produits de fission. Des faisceaux de l'ordre de quelque  $10^{11}$  neutrons par  $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ , d'énergie supérieure à 20 MeV, sont produits à LAMPF<sup>\*\*</sup>) (à partir d'un faisceau de protons de 800 MeV et 10  $\mu\text{A}$ )<sup>39</sup> et à Brookhaven (à partir d'un faisceau de protons de 200 MeV et 100  $\mu\text{A}$ )<sup>40</sup>.

Le  ${}^{207}\text{Hg}$  identifié à ISOLDE a été formé par les neutrons de spallation produits dans la cible même, irradiée par des protons de 600 MeV, suivant la réaction  ${}^{208}\text{Pb}(n,2p){}^{207}\text{Hg}$ <sup>41</sup>.

On reste limité à la production de noyaux voisins de la cible, mais celle-ci peut être enrichie en neutrons.

<sup>\*</sup>) GANIL = Grand accélérateur national d'ions lourds, Caen, France.

<sup>\*\*</sup>) LAMPF = Los Alamos Meson Physics Facility, Los Alamos, New Mexico, Etats-Unis.

### 2.3 Conclusions et perspectives

La figure 9 résume la situation actuelle de la production des noyaux loin de la stabilité.

Si l'on exclut les réactions à deux corps, d'utilisation limitée pour la "production" d'exotiques,

- i) Les noyaux déficitaires en neutrons sont produits soit dans des réactions de spallation induites par des protons d'énergie de quelques centaines de MeV, soit dans des réactions de fusion-évaporation induites par des ions lourds d'énergie inférieure à 10 MeV/u.
- ii) Les noyaux riches en neutrons sont formés soit dans des réactions de fission (induites par des neutrons thermiques ou des protons de quelques centaines de MeV), soit dans des réactions de transfert très inélastiques (induites par des ions lourds), soit enfin dans des réactions de fragmentation.

On peut remarquer également sur la figure 9 ce qui constitue les progrès les plus marquants de ces dernières années: la percée des noyaux riches en neutrons des éléments alcalins produits par les protons de grande énergie au CERN (l'explication en sera donnée plus loin); l'avancée de l'exploration des noyaux à proximité de  $Z = 82$   $N = 82$ , effectuée avec les ions lourds du GSI de Darmstadt; enfin, la tentative réussie de produire des noyaux riches en neutrons plus lourds que les produits de fission, toujours avec des ions lourds qui se révèlent plus riches de possibilités que les neutrons secondaires.

Il peut sembler qu'on ait le choix du projectile, protons ou ions lourds, pour fabriquer des noyaux exotiques, puisqu'il existe des réactions des deux types de chaque côté de la vallée.

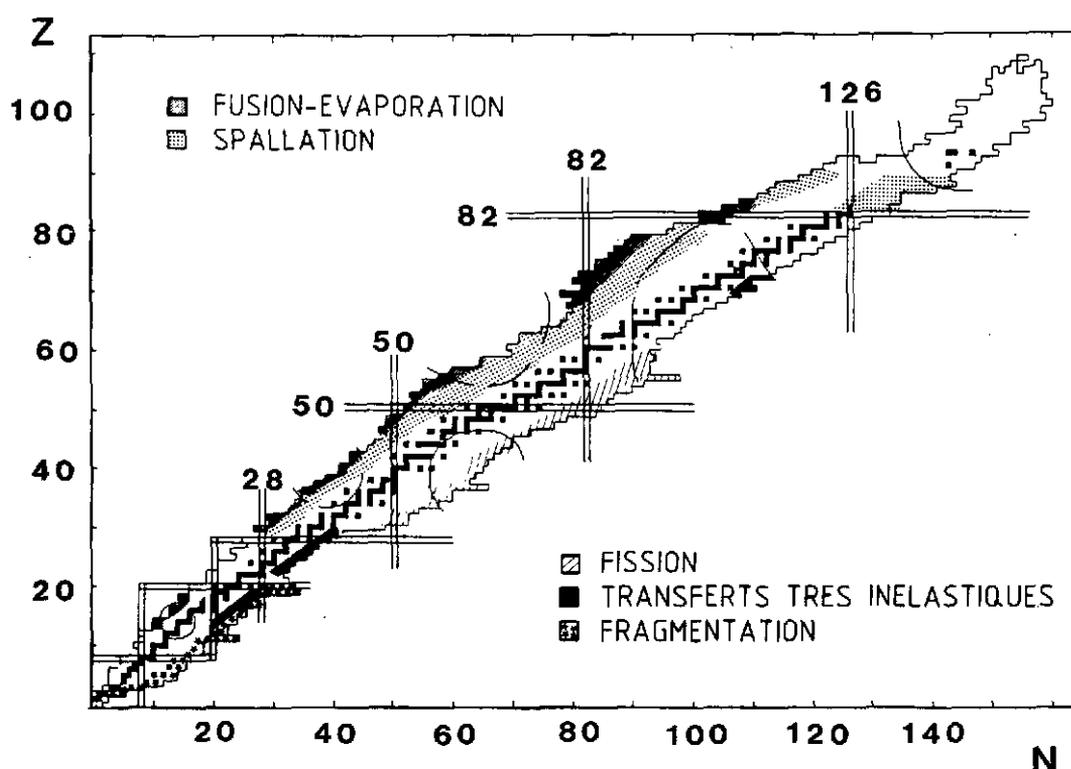


Fig. 9 Principales réactions utilisées pour la production des noyaux exotiques suivant leur situation dans la table des nuclides.

Ce n'est en général pas le cas: D'abord parce que certaines réactions sont plus appropriées que d'autres, surtout si l'on veut pousser l'étude des nouvelles espèces nucléaires au-delà de la seule identification. Ensuite parce que les nouveaux noyaux identifiés grâce aux ions lourds n'auraient pas pu l'être avec les protons dont on dispose. On peut s'en rendre compte très simplement: La production d'une nouvelle espèce nucléaire donnée est limitée par la section efficace  $\sigma$  de la réaction, l'intensité du faisceau de projectiles  $I_p$ , et enfin l'épaisseur utile de la cible. En effet, si  $N$  est le nombre de noyaux d'une espèce donnée produits par seconde, on a la relation

$$N = \sigma I_p N_C,$$

$N_C$  étant le nombre de noyaux cibles intervenant dans la réaction et  $I_p$  l'intensité du projectile, donc imposé par l'accélérateur utilisé. Pour  $\sigma$ , on choisira bien sûr des réactions nucléaires favorables. On peut voir par exemple sur la figure 10 que les isotopes de Na sont produits avec la même  $\sigma$  dans la réaction de fragmentation induite par les protons de 28 GeV et dans les réactions de fragmentation des ions lourds relativistes; cependant l'intensité du projectile étant  $10^5$  fois supérieure dans le premier cas, la production des noyaux est d'autant plus importante avec les protons.

Quant à l'épaisseur utile de la cible, elle est fonction du parcours du projectile utilisé (les ions lourds ont un parcours beaucoup moins long que les protons), de la nécessité qu'ont les produits de la réaction de sortir le plus rapidement possible de la cible, ou encore de l'intervalle d'énergie qui couvre la production d'un isotope particulier dans le cas d'une réaction (IL, xn) par exemple.

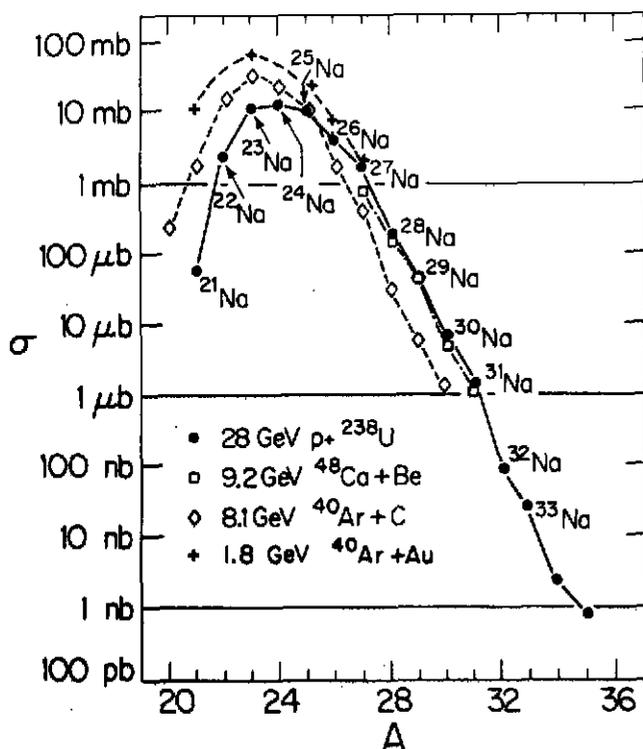


Fig. 10 Comparaison des sections efficaces de production des isotopes de Na suivant les réactions utilisées (protons du PS du CERN, ions lourds du Bevalac et ions lourds du GANIL).

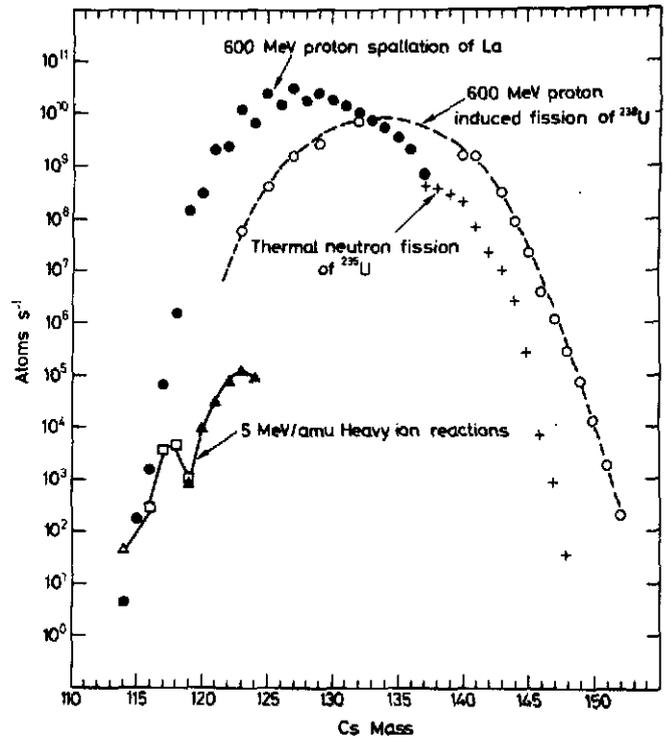


Fig. 11 Comparaison des taux de production des isotopes de Cs suivant les réactions utilisées: avec  $1 \mu\text{A}$  de protons de 600 MeV (SC du CERN);  $\sim 2 \times 10^{11}$  neutrons thermiques par  $\text{s}\cdot\text{cm}^2$  (réacteur TRIGA de Mayence); et  $\sim 10^{12}/\text{s}$  ions lourds de 5 MeV/u (Unilac du GSI). [D'après H.L. Ravn, Phys. Reports 54 (1979) 201.]

Jusqu'à la fin des années soixante-dix, la plupart des résultats importants concernant les noyaux loin de la vallée de stabilité ont été obtenus d'abord avec les neutrons thermiques et puis, surtout, avec les faisceaux de protons de grande énergie<sup>42</sup> grâce à leur flux intense et à leur parcours important dans la matière, autorisant des cibles épaisses (fig. 11). Ils ont permis d'atteindre la limite de stabilité pour l'émission de neutrons dans la région des noyaux légers et de produire les noyaux les plus riches en neutrons connus. Ils restent un outil unique pour les études de structure des noyaux exotiques. En effet la quantité d'informations et de propriétés qu'on peut mesurer pour un noyau donné dépend du nombre qui en a été produit. Si, schématiquement, avec un taux de production de 1 noyau par  $10^{-2}$  s, on peut identifier un nouvel isotope, il faudra un facteur 100 supplémentaire pour chacune des étapes suivantes: mesure de sa durée de vie, étude de ses modes de désintégration et préparation d'un premier schéma de décroissance, mesure directe de sa masse, mesure de son rayon et de ses moments.

Avec les réactions induites par ions lourds, jusqu'à maintenant ce sont essentiellement de nouveaux noyaux qui ont été identifiés; en particulier, elles ont permis d'atteindre la limite de stabilité pour l'émission de protons dans la région ( $Z \approx 70$ ,  $N \sim 80$ ). Mais la situation évolue, et des études de spectroscopie ont déjà commencé<sup>43</sup>. D'abord, comme l'intensité des faisceaux de projectiles augmente, on n'est plus dans une situation aussi défavorable que celle présentée sur la figure 11. D'autre part, des méthodes particulières sont développées pour tirer avantage des possibilités originales qu'offrent les ions lourds: i) le grand nombre de combinaisons cible-projectile utilisables pour atteindre sélectivement des régions de la table des isotopes

impossibles à atteindre autrement; ii) la production des fragments dans un petit cône autour de  $0^\circ$  avec pratiquement la vitesse du faisceau incident.

On peut suivre deux voies: recherche de l'ensemble projectile-cible adapté aux techniques propres d'une expérience; adaptation des expériences et des techniques aux faisceaux disponibles.

Cependant, il ne semble pas qu'on s'oriente vers un développement de l'utilisation des faisceaux de protons: les sections efficaces plafonnant au-delà de 10 GeV, on ne gagnerait rien par un accroissement de l'énergie. Au contraire, une augmentation d'intensité accroîtrait les taux de production. Il existe déjà à LAMPF et au SIN\*) des faisceaux plus intenses (d'un facteur  $10^3$  à  $10^4$ !) que ceux utilisés pour la production des noyaux exotiques. Des projets d'installations expérimentales "en ligne" sur ces faisceaux intenses ont été préparés, mais aucun n'a été finalement retenu. Ce qu'il est possible de prévoir est l'utilisation de ces faisceaux pour la préparation de *cibles exotiques*: la préparation d'une cible de  $10^{-2}$  à 10 mg d'un isotope radioactif, d'une durée de vie de l'ordre de quelques dizaines de jours ( $\sim 100$  mCi), serait tout à fait possible avec les installations de Los Alamos. Placée sur un faisceau de projectiles déjà existant, elle permettrait de produire des noyaux plus loin de la stabilité que ceux obtenus avec une cible stable.

Les faisceaux d'ions lourds sont au contraire en plein essor. Au Bevalac (Berkeley) et à l'Unilac (Darmstadt) on peut accélérer maintenant des ions jusqu'à l'uranium, avec des énergies jusqu'à 1 GeV/u dans le premier cas et 20 MeV/u dans le second. Les intensités ont également été augmentées. Les perspectives ouvertes par GANIL et SARA dans un domaine d'énergie (quelques dizaines de MeV/u) encore inexploré s'annoncent prometteuses. On a vu plus haut que la fragmentation du projectile pouvait être, dès 40 MeV/u, une source intéressante de noyaux exotiques, et des expériences effectuées avec des ions  $^{18}\text{O}$  de 80 MeV/u auprès du SC du CERN ont montré qu'il était possible de séparer ces résidus du projectile (par analyse magnétique et différence de parcours) pour constituer des *faisceaux exotiques secondaires* avec une intensité de  $10^{-5}$  à  $10^{-6}$  celle du faisceau primaire<sup>44</sup>. On pourra ainsi, en deux étapes quasi simultanées, aller encore plus loin dans l'exotisme.

### 3. METHODES D'IDENTIFICATION ET DE SEPARATION

Les espèces exotiques une fois produites dans la cible doivent, pour être identifiées, voire étudiées: i) sortir de cette cible; ii) être séparées du faisceau de projectiles si elles ont la même direction ou être éloignées du bruit de fond radioactif qu'il crée; iii) être triées pour isoler l'espèce intéressante.

\*) SIN = Schweizerisches Institut für Nuklearforschung (Institut suisse de recherche nucléaire), Villigen, ZU, Suisse.

Elles sortent de la cible, soit par l'énergie de recul communiquée par la réaction (la cible est alors mince, de l'ordre du  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ), soit par diffusion dans certains cas favorables (la cible peut avoir une épaisseur de quelques  $\text{g}/\text{cm}^2$ ). Il ne faut pas oublier que ces noyaux exotiques ont des durées de vie très courtes, le plus souvent inférieures à la seconde, et que tous ces processus doivent en conséquence être très rapides.

Différentes méthodes de séparation ou de tri peuvent alors leur être appliquées; leur degré de sélectivité varie bien sûr en raison inverse de leur efficacité. Lorsque la sélection est réalisée en  $Z$  et  $A$ , la séparation est aussi une identification; dans les autres cas, l'identification est effectuée après la séparation, au niveau de la détection.

Je présenterai d'abord rapidement les principales méthodes d'identification. Il ne s'agit ici que d'identification "en vol" et non par des méthodes radiochimiques, bien que certaines aient été particulièrement fructueuses pour l'identification de nouvelles espèces nucléaires, comme par exemple la spectrométrie  $\alpha$  pour les radionuclides lourds<sup>45</sup>. Les techniques d'identification en vol sont aujourd'hui couramment utilisées et abondamment présentées dans la littérature. Un article de revue assez ancien en donne les bases dans le détail<sup>46</sup>.

Les techniques de séparation seront présentées ensuite, regroupées suivant les deux méthodes: Avec la première, les espèces nucléaires sont sélectionnées "en vol". En effet, si leur énergie est suffisante, il est quelquefois avantageux, lorsque les questions de délai et d'efficacité sont importantes, de les trier directement, même au prix d'une sélectivité médiocre. Dans la seconde méthode, les espèces nucléaires produites sont thermalisées avant d'être analysées.

### 3.1 Méthodes d'identification des noyaux en vol

a) Le télescope  $E, \Delta E$  (fig. 12) est constitué d'un détecteur mince ( $\Delta E$ ) au travers duquel les particules passent en perdant une partie de leur énergie (fraction qui dépend de leur nature et de cette énergie) et d'un deuxième détecteur ( $E$ ) où elles perdent le reste de cette énergie. L'identification est réalisée sur la base des parcours de particules chargées dans la matière. La loi qui décrit ces parcours  $R$  peut être simplifiée en  $R = af(E)$ , où  $a$  est proportionnel à

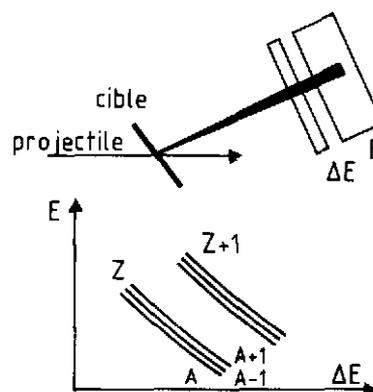


Fig. 12 Schéma de principe de l'identification de noyaux  $(A, Z)$  avec un télescope  $(E, \Delta E)$ .

$1/Mq^2$  et dépend de la nature de la particule et du matériau absorbant ( $M$  est la masse de la particule et  $q$  sa charge effective). On en déduit la relation le plus souvent utilisée:

$$e/a = f(E + \Delta E) - f(E) ,$$

où  $e$  désigne l'épaisseur du détecteur  $\Delta E$ .

Pratiquement, les tables de parcours étant introduites dans l'ordinateur, les valeurs mesurées pour  $E$  et  $\Delta E$  sont comparées aux valeurs déduites des tables; ceci détermine le produit  $MZ^2$  à la condition que les noyaux soient complètement "épluchés" ( $Z = q$ ). Pour les ions lourds de quelques MeV/u,  $q \ll Z$ . Les erreurs et les fluctuations sur les mesures de  $E$  et  $\Delta E$  limitent souvent l'aptitude du système à séparer un type d'ions d'un autre de même  $MZ^2$ . Pour deux isotopes de He adjacents, l'écart de  $MZ^2$  est de 25%, alors que pour deux isotopes de Ne voisins, il n'est plus que de 1%. L'identification d'isotopes lourds demande donc une bonne précision sur la mesure de  $E$  et  $\Delta E$ . Avec les jonctions au silicium, on peut séparer les éléments jusqu'à  $Z = 17$  ou 18 (5  $\mu\text{m}$  est l'épaisseur minimum de détecteur disponible). Pour les  $\Delta E$  très minces, on utilise des détecteurs à gaz qui ont une meilleure résolution; on peut alors séparer jusqu'à  $Z = 50$  <sup>47</sup>.

La figure 13 montre le résultat d'une identification en  $E, \Delta E$  par un système qui avait été mis au point dans les années soixante-dix pour la recherche de nouveaux noyaux légers riches en

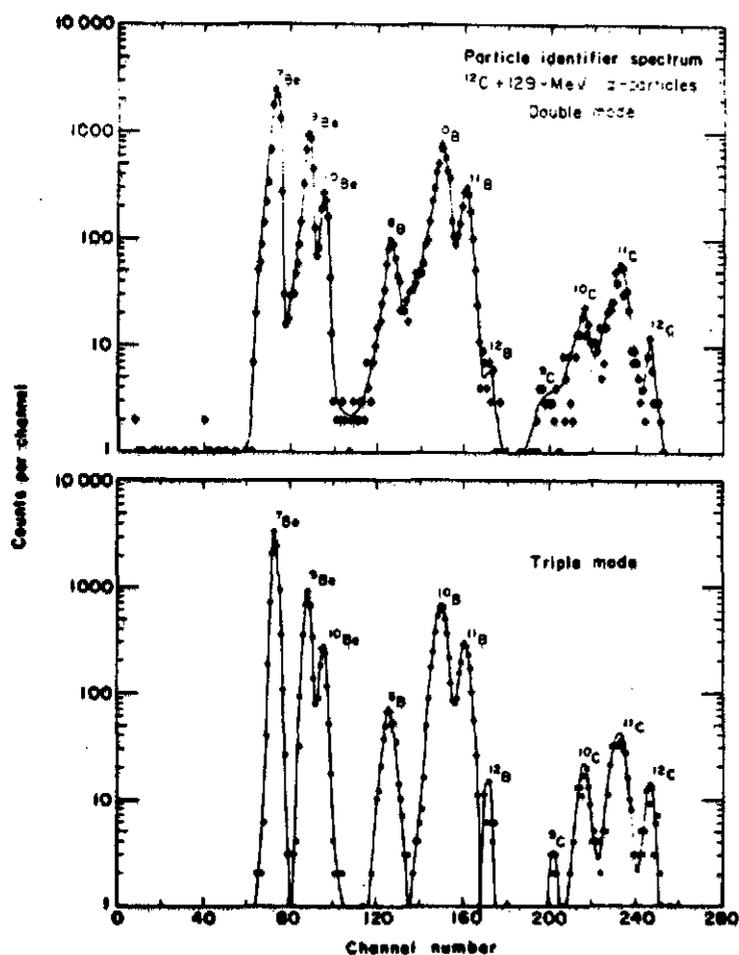
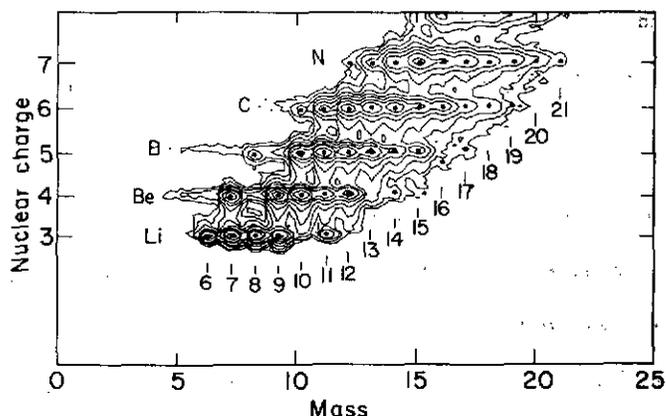


Fig. 13 Exemple d'identification de noyaux légers avec un télescope  $E, \Delta E$  (partie supérieure) et un télescope  $E, \Delta E_1, \Delta E_2$  (partie inférieure). [D'après Goulding et Harvey, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 167.]

Fig. 14 Résultat sous forme d'une carte de contours, charge en fonction de la masse, d'une identification par E,  $\Delta E$ , TOF. Les points indiquent les positions des pics; l'espacement entre les lignes est logarithmique. [D'après J.D. Bowman et al., Phys. Rev. C9 (1974) 836.]



neutrons. La partie inférieure de la figure montre l'amélioration apportée à la résolution et au bruit de fond par l'utilisation d'un télescope à trois détecteurs ( $E$ ,  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ ).

b) Dans l'identification par temps de vol (en anglais "time of flight", d'où l'abréviation TOF utilisée ci-dessous), on mesure le temps  $t$  mis par la particule pour parcourir une distance donnée  $d$ . On en déduit sa vitesse  $v = d/t$ , donc le rapport  $E/M$  de son énergie à sa masse. Si l'on associe à la mesure du temps de vol une mesure de l'énergie  $E$ , la masse  $M$  peut être déterminée; avec une mesure de  $\Delta E$  la charge se trouve aussi connue. La réalité n'est cependant pas aussi simple que le principe: les longs parcours posent des problèmes d'efficacité à cause de l'angle solide qui devient petit, et les parcours plus limités exigent des circuits très rapides. Par exemple pour un ion de 10 MeV/u, qui a un temps de vol de 2 ns sur 10 cm, une précision de 100 ps sur ce temps détermine le rapport  $E/M$  à 10% près. Pour le signal TOF, on a développé des détecteurs à électrons secondaires très minces ( $10-50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) qui ont amélioré résolution et efficacité. L'étude de l'ensemble TOF +  $\Delta E, E$  est une méthode plus tolérante des fluctuations des mesures de chaque paramètre individuel.

La figure 14 présente un diagramme type fourni par de telles mesures. La charge  $Z$  est obtenue à partir de l'information ( $\Delta E, E$ ), la masse  $A$  à partir de l'information TOF.

### 3.2 Méthodes de séparation "en vol"

Elles sont destinées à séparer rapidement ( $\sim 10^{-6}$  s) les produits de recul énergiques. C'est une opération difficile parce que ces produits n'ont pas une énergie unique, qu'ils ont plus d'un état de charge et que leur distribution angulaire dépend de la réaction. Pour avoir une bonne efficacité, le séparateur utilisé doit accepter une large gamme de vitesses, plus d'un état de charge et un grand angle solide<sup>48</sup>. Les instruments construits l'ont été en fonction du type de réaction dont ils devaient analyser les produits, reculs des réactions de fusion ou fragments du projectile beaucoup plus énergiques et dans un cône plus étroit, etc. Certains sont simplement des séparateurs de faisceau avec peu ou pas de dispersion en masse; d'autres ont une bonne sélectivité en  $Z$  et  $A$ .

### 3.2.1 Séparation magnétique

Un champ magnétique homogène effectue le tri des particules suivant les valeurs de leur rapport  $Mv/q$  ( $= B\rho$ ); si elles ont la même vitesse (exemple, les fragments de projectiles ions lourds de quelques dizaines de MeV/u), le tri est fait suivant  $M/Z$ : en effet, pour les ions lourds énergiques comme pour les particules légères,  $Z = q$  à la sortie de la cible. Pour les ions lourds de basse énergie, leur charge  $q$  peut être déterminée par un détecteur placé dans le plan focal (mesure de la perte d'énergie). On peut aussi remplir le spectromètre avec un gaz: on provoque ainsi des échanges de charge lors des collisions avec les particules de ce gaz et on regroupe les charges autour d'une valeur moyenne. Mais dans ce cas la diffusion multiple et la dispersion angulaire qui en résulte détériorent la résolution des mesures de  $B\rho$ .

La rigidité magnétique  $B\rho$  est presque toujours obtenue en repérant la position à laquelle les particules traversent le plan focal. Un grand nombre de détecteurs sont utilisables pour cela: compteur proportionnel multifil, détecteur au silicium sensible à la position, compteur proportionnel à gaz, chambre d'ionisation pour les ions lourds qui ont un parcours réduit.

Pour identifier complètement la particule il faut ajouter une mesure de  $E$  et  $\Delta E$ . En effet

$$E \cdot \Delta E \propto MZ^2 \quad \text{et} \quad (B\rho)^2/E = 2M/Z^2,$$

d'où l'on déduit

$$M^2 \propto (B\rho)^2 \Delta E \quad \text{et} \quad Z^4 \propto E^2 \Delta E / (B\rho)^2.$$

On peut mesurer  $E$  et  $B\rho$  avec une bonne résolution (au moins sur des petites surfaces et pour des particules de faible parcours), mais la résolution des mesures de  $\Delta E$  est limitée par le "stragglings". Néanmoins, d'après les relations ci-dessus, on voit que les résolutions sur  $M$  et  $Z$  sont respectivement deux et quatre fois meilleures que celles sur  $\Delta E$ . Le diagramme  $E, \Delta E$ , qui était une série d'hyperboles, devient une série de maxima pour une valeur donnée de  $B\rho$  (fig. 15). C'est la méthode qu'ont utilisée Volkov et ses collaborateurs<sup>17</sup>, en 1970, pour identifier une

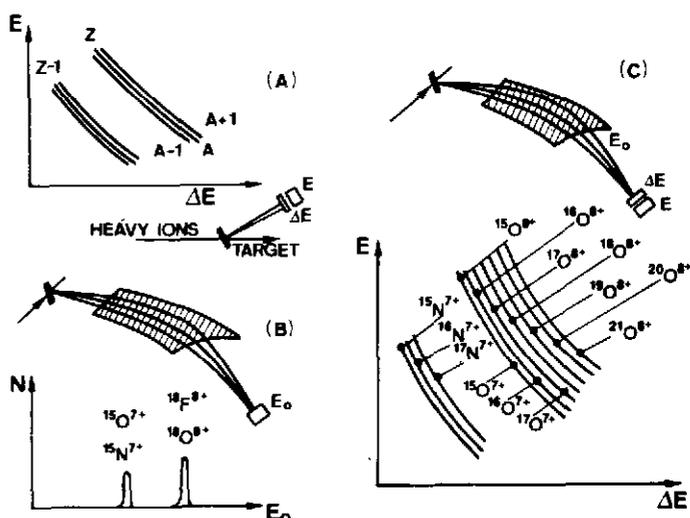


Fig. 15 Trois exemples de méthodes d'identification. (A):  $E, \Delta E$  standard; (B): analyse magnétique et mesure d'énergie; (C): analyse magnétique +  $(E, \Delta E)$ . [D'après R. Klapisch, in "Nuclear spectroscopy and reactions" (Academic Press, New York, 1974) partie A, p. 222.]

vingtaine d'isotopes riches en neutrons ( $^{18}\text{C}$ ,  $^{20,21}\text{N}$ ,  $^{22-24}\text{O}$ , ...) produits par des réactions de transfert très inélastiques induites par des ions lourds de 7 MeV/u.

3.2.2 *Séparation par champs électrique plus magnétique*

a) Le séparateur à champs croisés ( $\vec{E} \perp \vec{B}$ ) du type Mattauch-Herzog est constitué d'un condensateur cylindrique suivi d'un secteur magnétique. Il est très largement utilisé en spectrométrie de masse classique. Sa géométrie réalise une double focalisation en direction et en énergie. Les équations qui régissent la trajectoire d'une particule chargée de masse M dans un champ électrique E et un champ magnétique B:

$$B\rho_B = Mv/q \quad \text{et} \quad qE = Mv^2/\rho_E$$

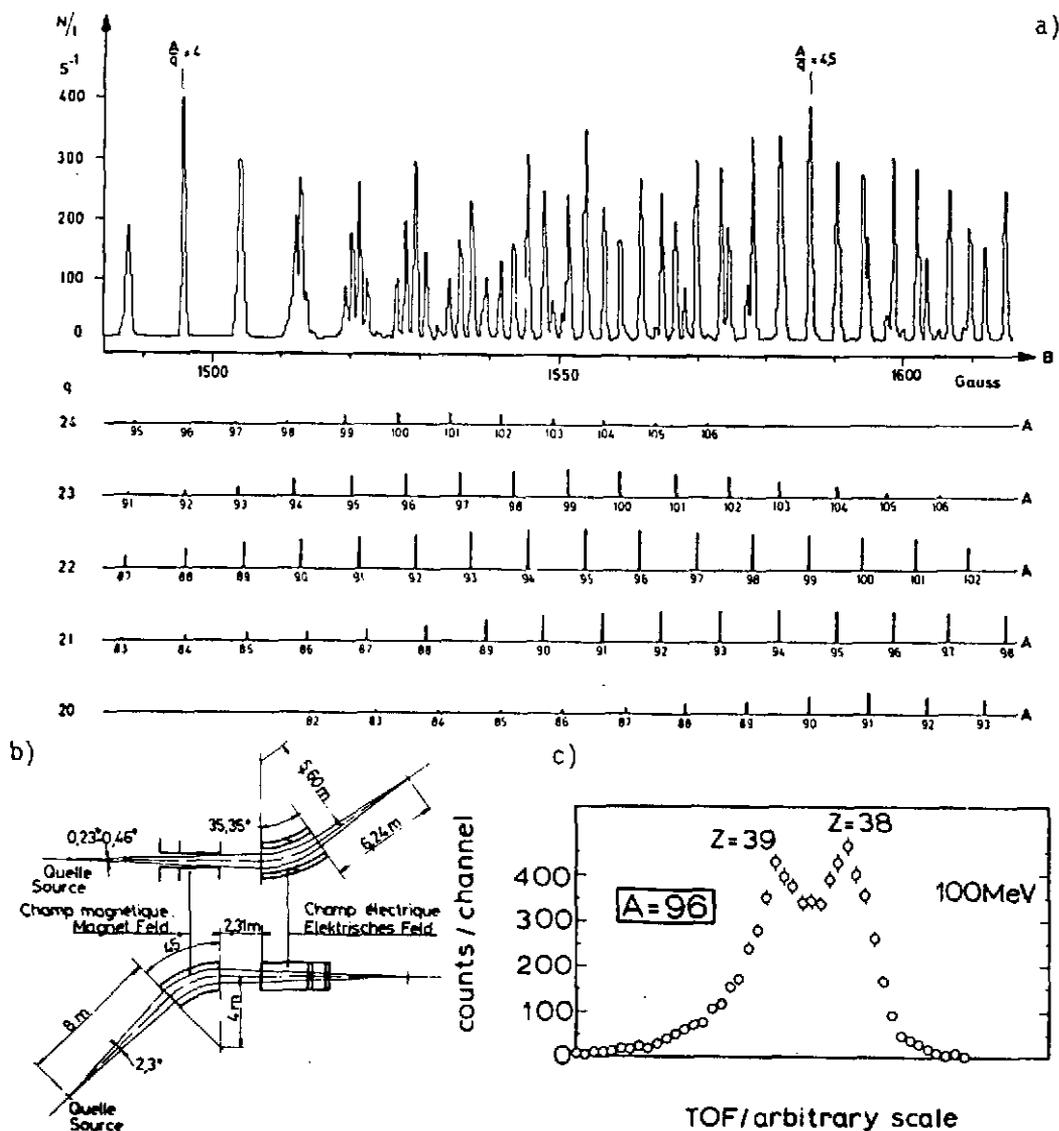


Fig. 16 Le séparateur Lohengrin: a) Spectre en q/M des fragments de fission légers; l'identification des masses se fait à l'aide des échelles données pour différents états de charges. b) Schéma de l'optique ionique. c) Résolution de deux isobares à la masse 96 par une mesure de  $\Delta E$ , TOF. [D'après P. Armbruster, CR Conférence de Cargèse, 1976 (rapport CERN 76-13, Genève, 1976), p. 3.]

donnent:

$$v = (E/B)(\rho_E/\rho_B)$$

$$q/M = (E/B^2)(\rho_E/\rho_B^2) .$$

On sépare les particules de même  $q/M$ , mais puisque masse et charge ont des valeurs discrètes il est possible de séparer les masses si la résolution est suffisante.

Un appareil de ce type est installé auprès du réacteur de Garching pour séparer les produits de fission.

b) Le séparateur à champs parallèles ( $\vec{E} \parallel \vec{B}$ ) est constitué de secteurs magnétiques et électriques qui sont placés successivement dans l'espace. Il est de la même famille que le précédent, mais il possède une plus grande dispersion et une plus grande luminosité. L'exemple type en est le séparateur Lohengrin (fig. 16) installé depuis 1974<sup>49</sup> auprès du réacteur à haut flux de l'ILL\*). C'est un appareil de grandes dimensions (23 m entre source et détecteur). Les particules de même  $q/M$  mais d'énergies différentes sont focalisées sur une parabole dans un plan perpendiculaire à l'axe de la trajectoire. Il utilise une fente de détection de 70 cm de long suivant une section de parabole. Il couvre un angle solide de 0,4 msr. Son pouvoir de résolution  $M/\Delta M$  peut atteindre 15 000. L'identification des masses est unique (par calibration). Le  $Z$  est déterminé par des mesures de perte d'énergie dans des absorbeurs solides et, pour les produits de fission légers, par des mesures de temps de vol (fig. 16).

### 3.2.3 Séparateur à collisions gazeuses

La dispersion des états de charge étant une des causes de la faible efficacité des appareils présentés plus haut, Fulmer et Cohen<sup>50</sup> ont proposé en 1958 de remplir la zone de champ magnétique avec un gaz à basse pression pour qu'il y ait échange de charge dans les collisions entre les fragments de fission et les particules du gaz. A l'équilibre, la charge la plus probable est  $\bar{q}(v,Z) = v/v_0 Z^{1-\gamma}$  ( $\gamma = 2/3$ ),  $v_0$  étant la vitesse de l'électron sur l'orbite de Bohr. En conséquence la déflexion de l'ion dans le champ magnétique devient indépendante de sa vitesse:

$$B\rho = Mv/\bar{q} = MZ^{\gamma-1} .$$

Comme on l'a vu plus haut,  $M$  et  $Z$  étant des entiers ( $M \equiv A$ ), avec une résolution suffisante on peut les déterminer et identifier ainsi l'ion, c'est-à-dire le noyau (à condition que les fluctuations autour de la charge moyenne restent faibles).

Le séparateur à collisions gazeuses doit aussi être calibré, soit avec des faisceaux d'ions bien définis, soit avec des produits de réactions connus et radioactifs. Un appareil de ce type est le séparateur construit à Jülich en 1973<sup>51</sup> et appelé JOSEF (pour l'anglais Jülich On-line

\*) ILL = Institut Laue-Langevin, Grenoble, France.

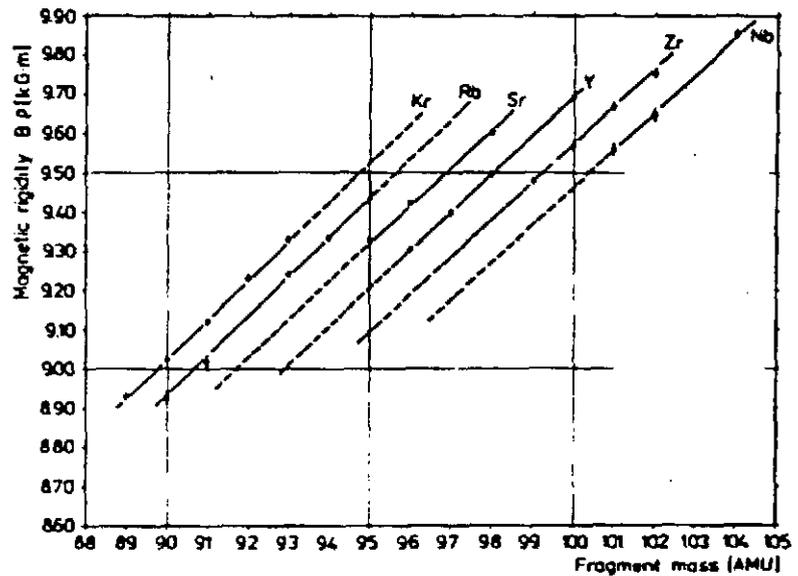


Fig. 17 Variation de la rigidité magnétique des produits de fission en fonction de leur masse pour un remplissage d'He sous 4 Torr au séparateur JOSEF. [D'après K. Sistemich et al., Nucl. Instrum. Methods 130 (1975) 491.]

SEparator for Fission products). Il possède un aimant à double focalisation de  $312^\circ$ , avec un diamètre de 2,5 m. Sa résolution est trop faible pour séparer les isotopes de façon univoque. Les  $B\rho$  correspondant aux maxima d'intensité des différentes masses d'un même élément sont distribués le long de la ligne  $B\rho = Af(Z)$  (fig. 17). La pente et l'espacement entre deux éléments voisins dépendent du gaz de remplissage. En utilisant des gaz différents on peut réaliser une identification en Z unique. A Dubna le deuxième séparateur construit sur le faisceau d'ions lourds est aussi un séparateur à collisions gazeuses où les produits de recul passent directement de la cible dans le séparateur magnétique<sup>52</sup>.

### 3.2.4 Filtre de vitesse

Il a été développé au cours des dix dernières années pour séparer les produits de fusion, dans les réactions induites par ions lourds, du faisceau de projectiles. Le produit de fusion, de masse  $A = A_C + A_P$ , est émis dans la direction du faisceau avec une vitesse  $v = v_P A_P / (A_P + A_C)$  où  $A_P$  et  $A_C$  sont les masses du projectile et de la cible,  $v_P$  la vitesse du projectile, la cible étant au repos. Les résidus d'évaporation issus d'un noyau composé présentent une large gamme de valeurs pour  $M/Z$  et  $v$ , et la difficulté est de supprimer les projectiles ( $\sim 10^{13}/s$ ) dans la fenêtre de vitesses sélectionnée. Le plus célèbre appareil de ce type est le SHIP (SEparator for Heavy Ion reaction Products) du GSI<sup>53</sup> qui fonctionne depuis 1976 et s'est illustré avec l'identification de nouveaux émetteurs  $\alpha$  dans la région entre Tb et Pt, l'identification du premier émetteur proton dans la région des terres rares ( $^{151}\text{Lu}$ ), et enfin la mise en évidence de deux nouveaux éléments (107 et 109)<sup>54</sup>.

Le SHIP (fig. 18) a des champs magnétique et électrique séparés dans l'espace, contrairement au filtre de Wien, le condensateur électrique précédant les deux dipôles magnétiques. Cet assem-

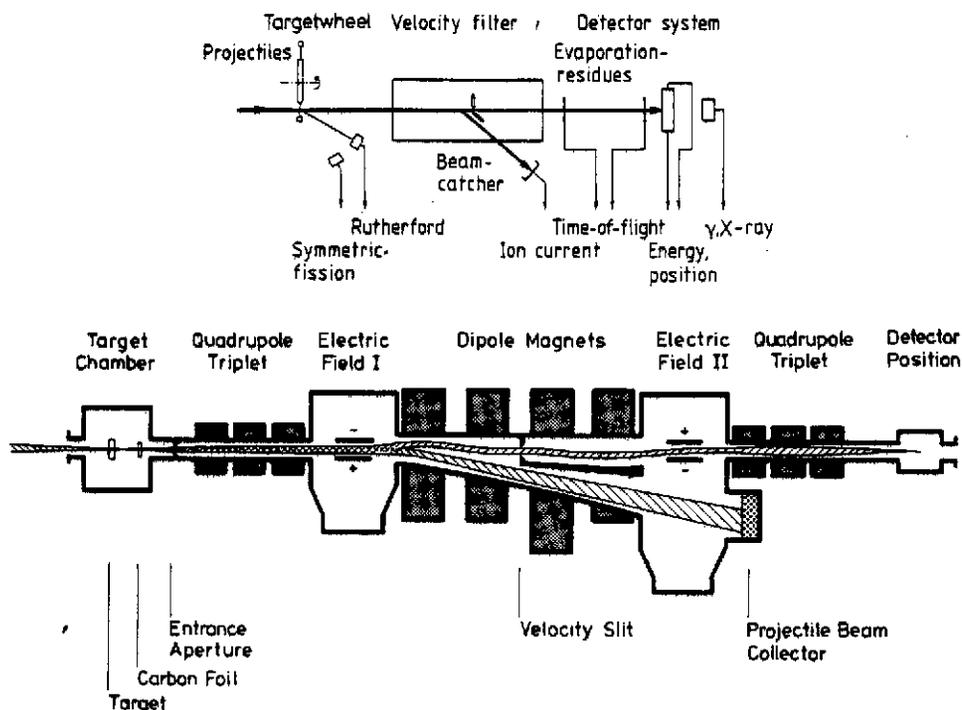


Fig. 18 Le SHIP: en haut l'ensemble expérimental complet de recherche d'événements rares dans la production d'éléments lourds avec le filtre de vitesse. En bas l'optique ionique du filtre de vitesse lui-même.

blage à trois champs fournit, pour la vitesse sélectionnée, une distribution de vitesse indépendante de la charge comme dans le filtre de Wien. Le filtre a un deuxième étage, symétrique du premier, pour réduire le bruit de fond. L'ensemble a une acceptation radiale et axiale de  $3^\circ$ , focalise toutes les charges dispersées à  $\pm 10\%$  et accepte une dispersion des vitesses de  $\pm 5\%$ . L'efficacité totale du filtre pour les résidus d'évaporation est supérieure à  $20\%$ ; le temps de séparation est de l'ordre de  $10^{-6}$  s. C'est un séparateur de faisceaux qui n'a aucune sélectivité en A ou Z; celle-ci se fait, à la suite, par les méthodes classiques TOF, E,  $\Delta E$ . La suppression du faisceau primaire est si bonne, pour des projectiles plus légers que Kr, qu'il n'y a aucun bruit de fond et qu'il est possible d'implanter directement les produits de réaction sur une série de détecteurs à barrière de surface (surface totale  $2000 \text{ mm}^2$ ). A partir de la mesure de l'énergie déposée et du temps de vol (puisque la vitesse est sélectionnée), une estimation grossière de la masse à  $\pm 10\%$  est possible. C'est un appareil particulièrement approprié aux expériences exploratoires, sa grande sensibilité et son bruit de fond pratiquement nul étant bien adaptés pour rechercher des événements rares<sup>54</sup>.

### 3.3 Méthodes de séparation "à l'arrêt"

#### 3.3.1 Systèmes de transport par un gaz

Un gaz est utilisé pour transporter rapidement les produits de réaction de la cible, loin de la zone d'interaction, vers le système de détection. La sélectivité doit être entièrement assurée par la réaction nucléaire choisie et le système de détection.

Les produits volatils peuvent être thermalisés dans la cible d'où ils diffusent vers le gaz. La cible peut alors être épaisse. Pour les produits non volatils, la cible doit être mince, car c'est la quantité de mouvement cédée par la réaction qui les éjecte de la cible dans le gaz, où ils sont thermalisés. Le gaz contenant les produits thermalisés est en général transporté vers la zone de détection, au travers d'un orifice ou d'un long capillaire, par pompage différentiel. La collection est réalisée simplement en dirigeant le jet de gaz sur une surface (roue, tambour, ruban, ...) où l'activité est collectée alors que le gaz est pompé. Vitesse et efficacité dépendent de la géométrie. On peut atteindre des rendements de 60% (en général de l'ordre de 10 à 50%) et des temps de transit de quelques ms si le capillaire est court. Pour les espèces volatiles on choisit le gaz de transport tel que le composé formé soit lui-même volatil et non réactif. Par exemple,  $^{13}\text{C}$  et  $^{13}\text{O}$  ont été identifiés après un entraînement par  $\text{O}_2$  [ $T(^{13}\text{O}) = 9 \text{ ms}$ ]. On utilise plus généralement un gaz rare. L'hélium a été employé par Ghiorso dès 1958; son système (avec lequel avait été identifié l'élément 101) a ensuite été modifié par MacFarlane et Griffioen<sup>55</sup> en 1963 (fig. 19). Depuis 1975, date à laquelle on a enfin compris le fonctionnement

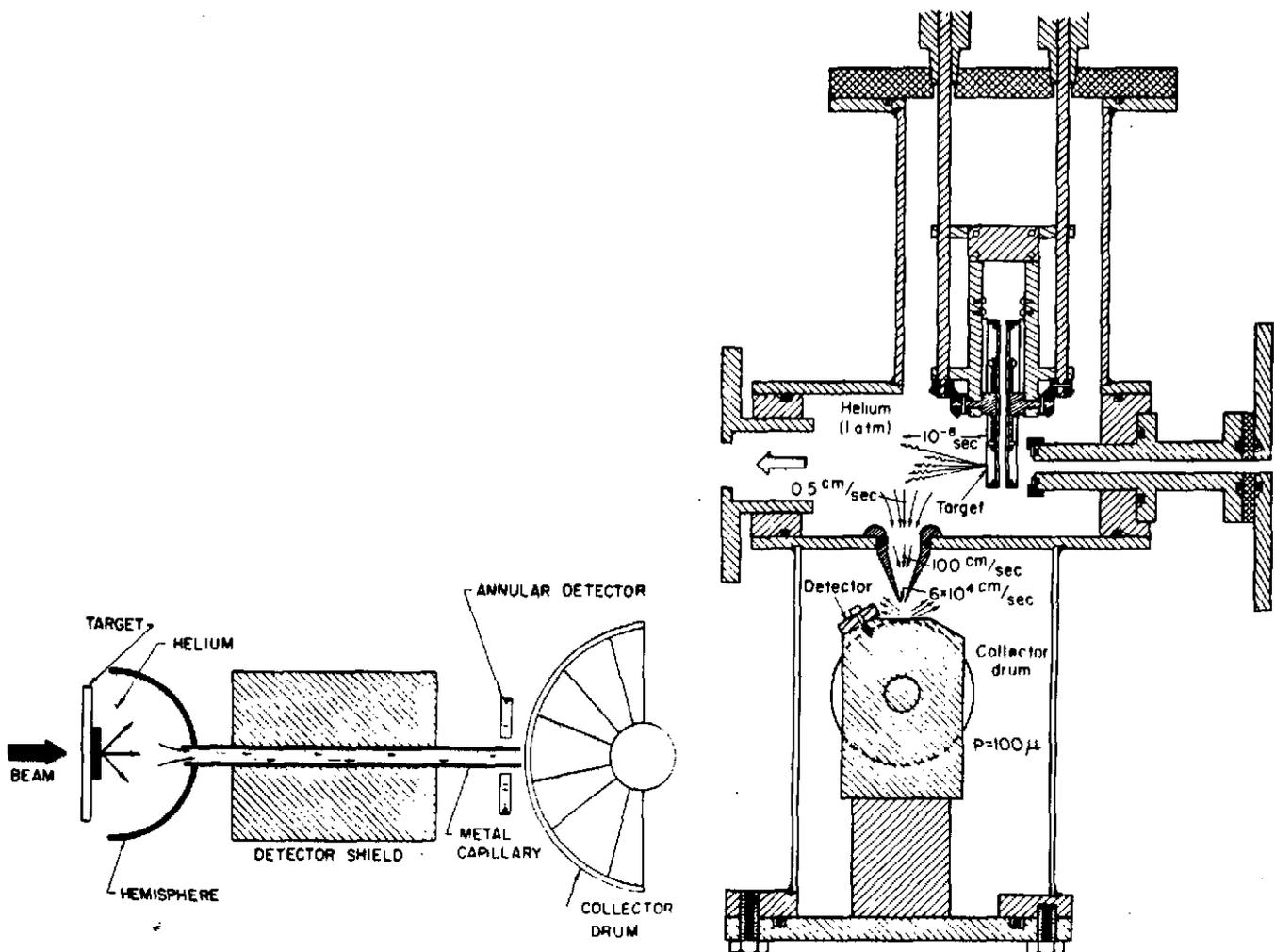


Fig 19 Deux exemples des premières installations de jet d'hélium. A gauche, avec un capillaire direct et court, à droite, avec un orifice et un tambour collecteur pour réduire l'accumulation de bruit de fond. [D'après R.C. MacFarlane et W.C. McHarris, in "Nuclear spectroscopy and reactions (Academic Press, New York, 1974), partie A, p. 243.]

du "jet d'hélium", son utilisation s'est beaucoup répandue. On sait maintenant que les produits de recul sont attachés par des forces de Van der Waals à des particules qui restent en suspension dans le gaz si elles sont de dimensions correctes. Un grand nombre d'aérosols ont été essayés (eau, acétone, NaCl, KCl,  $\text{CCl}_4$ , ...) de même que différentes techniques ont été utilisées pour les déclencher (condensation de AgCl ou AgI, lumière UV, ...). La méthode est maintenant reproductible et les rendements stabilisés.

La figure 20 montre le dispositif utilisé par l'équipe de Cerny à Berkeley pour l'identification de  $^{22}_{13}\text{Al}^9$  ( $T \approx 20$  ms)<sup>29</sup>. La réaction utilisée était  $^3\text{He}$  de 135 MeV sur  $^{24}\text{Mg}$ . Après évaporation du noyau composé formé les "résidus" reculent de la cible dans une boîte où règne une pression de 1,3 atmosphère d'hélium. Ils sont arrêtés dans ce gaz qui les entraîne dans le capillaire. L'aérosol utilisé est NaCl: on fait passer He dans un four où NaCl est chauffé à  $600^\circ$ ; l'ensemble est ensuite refroidi et des petits cristaux de NaCl se forment qui assurent un transport parfait. Les produits accrochés à leurs particules d'aérosol sont ainsi transportés jusqu'au collecteur. Sa forme de roue permet d'éliminer le bruit de fond dû aux périodes longues. L'identification est réalisée avec le télescope. Avec un capillaire de 1,3 mm de diamètre et 70 cm de longueur, le temps de transit est de 10 ms et l'efficacité supérieure à 10%.

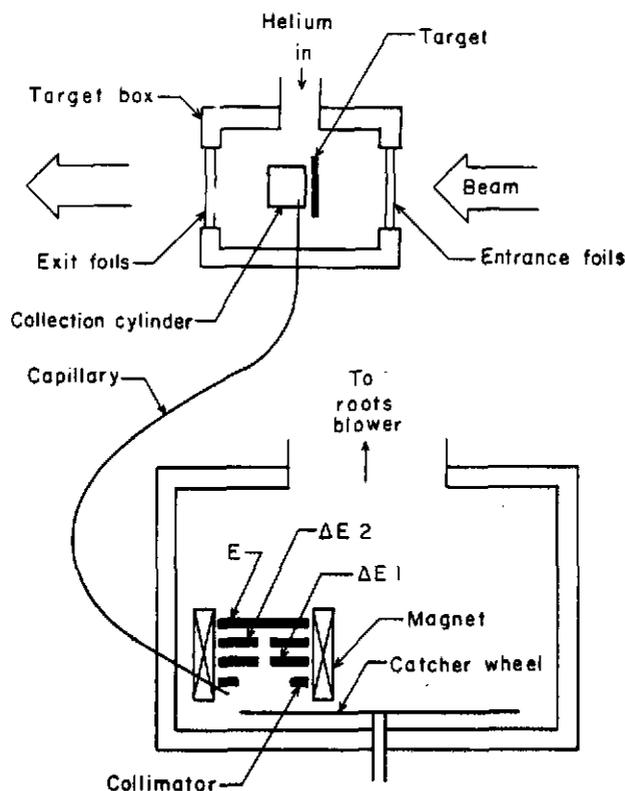


Fig. 20 Un exemple de transport par un gaz utilisé pour l'identification de  $^{22}\text{Al}$  et  $^{26}\text{P}$ . Un seul capillaire (70 cm de long et 1,3 mm de diamètre) transporte les produits de réaction vers l'installation de comptage. [D'après M.D. Cable, Rapport LBL 15742 et thèse de PhD (1983).]

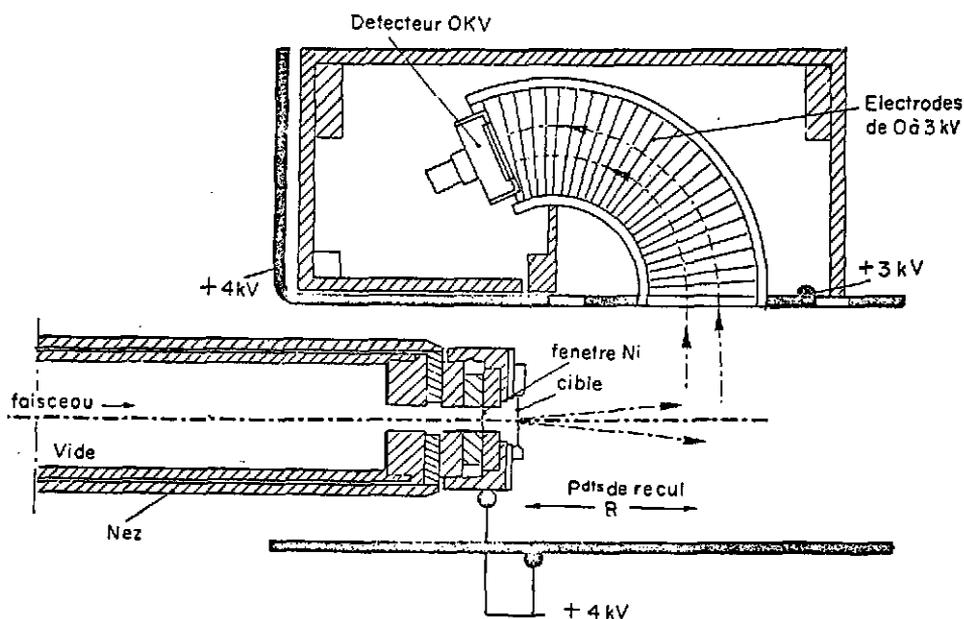


Fig. 21 Vue schématique d'un système de collection après thermalisation en ligne. [Utilisé par J.P. Dufour et al., CR Conférence d'Helsingør, 1981 (rapport CERN 81-09, Genève, 1981), p. 711.]

Pour le premier système de transport par gaz, Ghiorso n'avait pas employé le pompage différentiel mais simplement un champ électrostatique utilisant la propriété que les produits arrêtés dans le gaz restent ionisés. C'est le principe qu'ont retenu Dufour et al.<sup>56</sup> pour leur système de collection électrostatique, qui est représenté schématiquement sur la figure 21. Après thermalisation dans le gaz ( $N_2$  ou He) les produits de recul sont guidés par les lignes du champ électrique vers le détecteur à barrière de surface, sur lequel ils se déposent. Son efficacité est de l'ordre de 20 à 40%, et des temps de transit de l'ordre de quelques ms peuvent être obtenus. Ce système simple présente également la possibilité de sélectionner l'énergie de recul.

### 3.3.2 Séparation de masse en ligne

La technique de séparation de masse en ligne (en anglais: Isotope Separation On Line = ISOL) a été développée initialement pour mesurer les isotopes de très courte durée de vie, produits en très faibles quantités au cours des réactions nucléaires, donc d'abord dans un but d'identification. Cette méthode est maintenant la seule capable d'isoler dès sa formation un noyau particulier (Z,A) qu'on veut étudier et plus seulement détecter. Elle a par exemple permis d'isoler  $^{32}_{18}\text{Ar}^{14}$  (un des rares noyaux connus avec  $N - Z = -4$ ), qui a une période de  $T_{1/2} = 75$  ms et est produit à raison de 0,3 noyau par seconde au milieu de  $10^{13}$  autres noyaux radioactifs.

Les produits de la réaction sont arrêtés avant d'être analysés en masse; ceci offre la possibilité, lorsque le parcours des projectiles le permet (neutrons et protons de grande énergie), d'utiliser des cibles épaisses (de quelques  $\text{g}/\text{cm}^2$  à quelques dizaines de  $\text{g}/\text{cm}^2$ ), donc d'augmenter la production de noyaux exotiques.

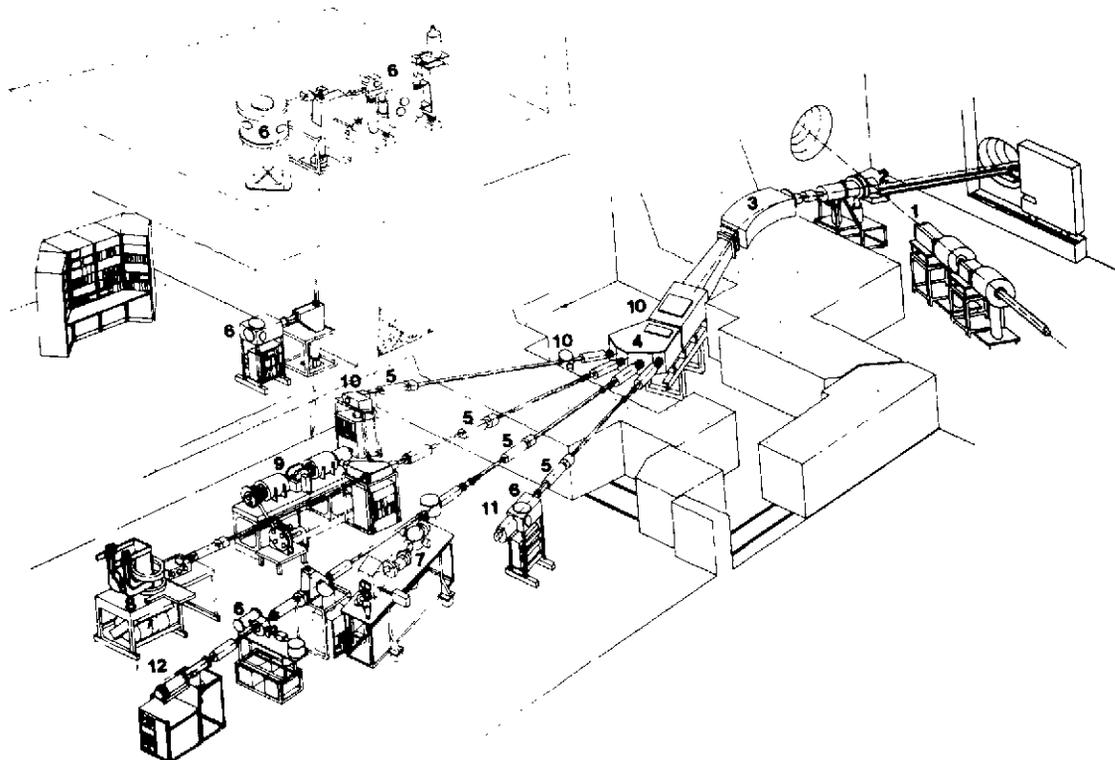


Fig. 22 Le séparateur d'isotopes ISOLDE: Le faisceau de protons (1) de 600 MeV est focalisé sur la cible-source d'ions (2), les ions produits accélérés à 60 kV, sont analysés en masse par l'aimant (3); les masses sont sélectionnées individuellement par la chambre de déflexion (4) et distribuées par lignes (5) vers les dispositifs expérimentaux: spectroscopie nucléaire (6), spectromètre de masse à haute résolution (7), spectroscopie laser (8), dispositif de résonance magnétique sur jet atomique (9), collection de sources radioactives pour des mesures hors ligne (10), etc. [D'après H.L. Ravn, Phys. Reports 54 (1979) 201.]

Cette séparation en masse est généralement réalisée par un séparateur d'isotopes installé "en ligne" avec l'accélérateur (fig. 22). La cible est placée dans la source d'ions du séparateur ou directement reliée à elle. Suivant la configuration de celle-ci certains éléments sont extraits préférentiellement de la cible (en particulier *avant* leur décroissance radioactive). Les ions formés, essentiellement monochargés, sont accélérés à des potentiels de 10 à 60 kV; le faisceau ainsi formé est partagé en ses différentes composantes isotopiques par un champ magnétique. Puis ces faisceaux parfaitement séparés sont dirigés, à partir du plan focal et par un ensemble de déflecteurs électrostatiques, vers les aires expérimentales. Si l'ensemble du procédé est plus lent que l'analyse directe, il est cependant possible d'atteindre dans les meilleurs cas des délais de quelques dizaines de ms entre le moment de la formation d'un noyau et celui de sa détection. Le paramètre temps est évidemment ici essentiel, et l'organe capital du séparateur à cet égard est l'ensemble cible-source d'ions. Il doit être efficace, sélectif et rapide. L'efficacité dépend d'abord de l'assemblage cible-ralentisseur: le graphite donne de bons résultats, mais d'autres possibilités existent<sup>57</sup>. Le plus souvent, la source d'ions est construite pour assurer une bonne sélectivité chimique (sélection en Z), afin que la séparation en masse qui suit fournisse des faisceaux isotopiquement purs (sélection en Z et A). Dans certains cas, cependant,

GROUP IA												VIII A					
H																	He
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra	Ac															
LANTHANIDES		Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu		
ACTINIDES		Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr		

Fig 23 Sur cette table des éléments, on a indiqué par un triangle vide ceux qui peuvent être séparés à ISOLDE. Les triangles pleins indiquent ceux pour lesquels les taux de production sont élevés. (Les cadres épais sont à ignorer.) (Je remercie H.L. Ravn pour la mise à jour de cette figure.)

un choix est nécessaire et l'on peut préférer rapidité et versatilité, la sélection pouvant alors être complétée par le système de détection. Enfin quelques éléments restent inaccessibles par cette technique (fig. 23).

La source d'ions la plus simple est basée sur le principe de l'ionisation de surface à haute température; elle est utilisée pour la sélection des isotopes des éléments alcalins et alcalino-terreux. Les premiers sont obtenus parfaitement purs parce qu'ayant un potentiel d'ionisation inférieur aux seconds. De la même façon on peut obtenir des faisceaux purs d'halogènes en utilisant leur affinité électronique élevée pour réaliser une ionisation de surface négative. Le composé  $\text{LaB}_6$ , dont la fonction de travail est particulièrement faible, est utilisé comme surface active<sup>58</sup>. Des faisceaux purs de gaz rares sont également produits à partir d'une source à plasma, associée à une ligne froide, entre cible et source d'ions, qui condense tous les éléments autres que les gaz rares<sup>59</sup>.

Un autre appareil basé sur le même principe (association de champs électrique et magnétique pour séparer les produits de réactions, après thermalisation, suivant leur rapport  $M/q$ ) est aussi utilisé pour l'étude des noyaux exotiques: le spectromètre de masse<sup>60</sup>. Prévu initialement pour un but analytique où les ions d'une espèce sont détectés en fonction d'un paramètre ( $\vec{B}$  ou  $\vec{E}$ ), il est aussi utilisé comme un séparateur qui prépare des échantillons (un faisceau d'ions monoisotopiques) étudiés par une autre technique en ligne avec lui, par exemple des détecteurs de spectroscopie nucléaire (fig. 24). Des différences importantes dans la construction les distinguent:

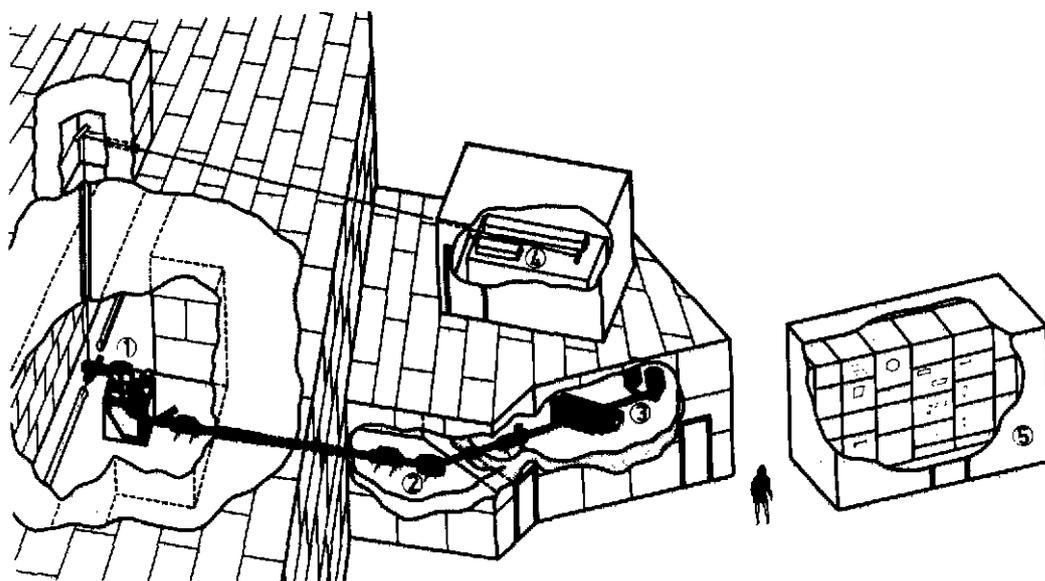


Fig. 24 Vue générale schématique du spectromètre de masse (1) installé en ligne avec le PS du CERN entre 1979 et 1982. (2) Le système de transport du faisceau d'ions. (3) Les détecteurs installés dans la salle de comptage, protégée du bruit de fond créé par les protons grâce à un mur de fer et de béton, et protégée des neutrons par un revêtement de cadmium. (4) Installation laser. (5) Salle de contrôle de l'expérience. [D'après M. de Saint-Simon et al., Nucl. Instrum. Methods 186 (1981) 87.]

les courants d'ions sont beaucoup plus faibles dans le spectromètre de masse ( $\ll 10^6$  ions/s, comparé à  $1 \mu\text{A}$ , voire  $1 \text{ mA}$ ), de même que la tension d'extraction (10 kV, comparé à 60 kV); enfin le faisceau d'ions du spectromètre est sélectionné par une fente alors que, dans le séparateur, plusieurs masses sont collectées en même temps, donnant la possibilité à plusieurs expériences de fonctionner simultanément. En général le séparateur d'isotopes est attaché à un accélérateur, alors que le spectromètre de masse, beaucoup moins encombrant, peut être déplacé d'une machine à une autre.

Un grand nombre d'installations ISOL existent dans le monde, utilisant aussi bien les neutrons d'un réacteur (par exemple Osiris à Studsvik, Tristan à Brookhaven), que les protons et particules légères de quelques centaines de MeV (par exemple Isocele à Orsay, ISOLDE au CERN), ou encore les faisceaux d'ions lourds (par exemple celui de l'Unilac de Darmstadt ou Unisor à Oak Ridge). Les spectromètres de masse de l'équipe Klapisch-Thibault ont été installés sur les faisceaux des accélérateurs d'Orsay (SC et Alice), mais aussi à Grenoble, à Louvain, à Doubna, au CERN, maintenant au GANIL. Il est intéressant de remarquer que c'est au CERN (avec le séparateur ISOLDE sur le faisceau des protons de 600 MeV et avec le spectromètre de masse sur celui de 10 GeV) qu'ont été effectuées les études les plus variées sur les noyaux exotiques sortant des sentiers de la spectroscopie nucléaire à laquelle la plupart des installations se sont jusqu'à maintenant consacrées. Ont été réalisées en particulier des mesures de rayons et moments par spectroscopie laser et radiofréquence et des mesures directes de masse par spectrométrie de masse. Nous reviendrons sur ces expériences plus loin dans le cours.

### 3.4 Méthodes hybrides

Quelques-uns des dispositifs de séparation que nous venons de voir ont été couplés afin d'enrichir les possibilités de chacun. Par exemple

- Un jet d'hélium a été associé à un spectromètre de masse "hors ligne" dans le système RAMA (pour Recoil Atom Mass Analyser) à Berkeley<sup>61</sup>. Il transporte tous les produits de recul vers la source d'ions, permettant ainsi l'étude de la plupart d'entre eux. Le temps de transit  $\gamma$  est de l'ordre de 300 ms.
- Une analyse magnétique a été associée à un filtre de vitesse pour avoir une sélection en masse. On perd en efficacité, mais les temps de transit sont encore très courts [EMS (Energy Mass Spectrometer) construit en 1979 par une collaboration MIT-BNL\*) et le séparateur construit pour l'accélérateur de Daresbury<sup>62</sup>].

## 4. MODES DE DECROISSANCE EXOTIQUES

Sous cette appellation nous désignons les modes de désintégration non naturels pour les différencier de la radioactivité  $\beta$ , ou  $\alpha$ , ou par fission spontanée, propre aux noyaux instables.

### 4.1 Emission de particules retardées par la désintégration $\beta$

Lorsque la désintégration  $\beta$  alimente des niveaux d'énergie du noyau fils non liés pour l'émission d'une particule (p, n,  $\alpha$ , ...), celle-ci est émise simultanément à la désintégration  $\beta$  et avec la même période radioactive apparente que celle-ci (fig. 25).

C'est une propriété unique des noyaux loin de la stabilité, liée aux valeurs élevées des énergies de désintégration disponibles.

C'est un mode de désintégration connu depuis longtemps:

- $\alpha$  retardés, observés en 1916 par Rutherford et Wood<sup>63</sup>: c'est l'explication que donne Gamow<sup>64</sup>, en 1930, des  $\alpha$  très énergétiques observés dans la désintégration  $\beta$  de  $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}$ .
- n retardés, observés en 1939 par Roberts, Meyer et Wang<sup>65</sup> dans les produits de fission.

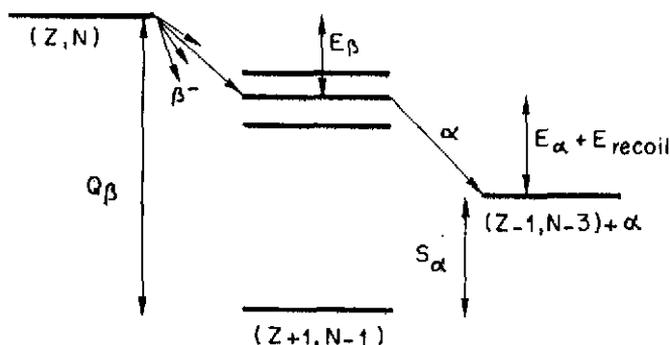


Fig. 25 Schéma type de l'émission  $\alpha$  retardée par la désintégration  $\beta$ . Le noyau  $(Z, N)$  est le "précurseur". Le noyau  $(Z+1, N-1)$  est dit "l'émetteur".  $S_\alpha$  est l'énergie de séparation de la particule  $\alpha$  dans le noyau  $(Z+1, N-1)$ , et  $E_{\text{recoil}}$  est l'énergie de recul du noyau  $(Z-1, N-3)$ .

\*) MIT = Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass., Etats-Unis.  
BNL = Brookhaven National Laboratory, Long Island, NY, Etats-Unis.

- p retardés, observés en 1963 par Karnaukhov et al.<sup>66</sup> à Douvna et Barton et al.<sup>67</sup> à l'université Mac Gill.

- Fission retardée, observée en 1972 par Skobelev et al.<sup>68</sup>.

De très nombreux émetteurs de particules retardées ont été maintenant identifiés. Des articles de revue, où sont discutées méthodes et informations spectroscopiques potentielles, ont été publiés<sup>69,70</sup>. Je n'indiquerai ici que les points essentiels qui se dégagent en particulier des plus récentes études:

- On a observé non seulement l'émission de un neutron ou un proton retardé, mais aussi celle de 2n, 2p et 3n.
- Un même noyau peut présenter plusieurs de ces modes de désintégration par particules retardées, si l'énergétique le permet.
- C'est un mode de désintégration "ordinaire" des noyaux exotiques dont l'importance croît au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la vallée de stabilité.
- Il devient alors un moyen très sélectif d'identification de nouvelles espèces.

Les deux premiers points peuvent être illustrés par l'exemple de  $^{11}\text{Li}$ . A cause de la valeur élevée du  $Q_\beta$  (21 MeV), de nombreuses voies d'émission de particules sont ouvertes (fig. 26). Ses modes de désintégration ont été étudiés essentiellement par deux groupes. L'un a observé directement les neutrons émis, avec un ensemble de huit compteurs proportionnels à  $^3\text{He}$  montés en parallèle pour faire des corrélations en temps et mesurer ainsi des paires de neutrons<sup>71,12</sup>. L'autre a d'une part mesuré les spectres en énergie des particules chargées émises retardées<sup>13</sup> (simples et en coïncidence) et d'autre part observé les raies  $\gamma$  consécutives à la désintégration de  $^{11}\text{Li}$ <sup>11</sup> ce qui a identifié sans ambiguïté certaines voies. Dans le cas de ce noyau, seulement 5% de la désintégration  $\beta$  ne donne pas lieu à émission de particules retardées. Des mesures précédentes ont été déduites les probabilités d'émission respectivement de 1n, 2n, et 3n:

$$P_{1n} = (82 \pm 7)\% , \quad P_{2n} = (3,9 \pm 0,5)\% , \quad P_{3n} = (1,8 \pm 0,2)\% , \quad P_{0n} \geq (5,2 + 1,4)\%$$

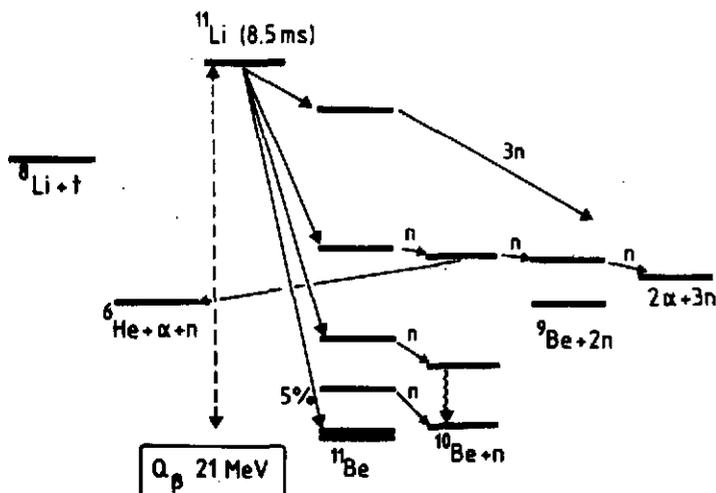
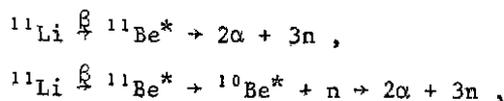


Fig. 26 Principales voies de désintégration possibles pour  $^{11}\text{Li}$ . Les flèches indiquent celles qui ont été observées.

ces probabilités étant reliées par définition

$$\sum_{i=0}^{\infty} P_{in} \equiv 1 .$$

De l'étude des spectres en énergie des particules chargées, on a pu montrer que la désintégration en  $3n + 2\alpha$  était un processus séquentiel puisque deux voies ont été identifiées (fig. 26):



D'autres isotopes riches en neutrons ont été observés, émetteurs de  $2n$  retardés, avec les mêmes méthodes que celles citées plus haut:  ${}^{30}\text{Na}$ ,  ${}^{31}\text{Na}$ ,  ${}^{32}\text{Na}$ ,  ${}^{33}\text{Na}$ ,  ${}^{34}\text{Na}$  et  ${}^{100}\text{Rb}$ .

L'émission de deux protons retardés a été observée pour la première fois, cette année à Berkeley, sur les isotopes  ${}^{22}\text{Al}$  et  ${}^{26}\text{P}$ , les premiers noyaux de la série  $A = 4n + 2$ ,  $T_Z = -2$ <sup>72</sup>. D'abord le spectre d'énergie des protons retardés émis par ces noyaux avait permis de déterminer l'énergie du plus bas niveau  $T = 2$  du noyau fils, par lequel passe la désintégration; il n'était pas lié pour l'émission de  $2p$ . Des mesures ultérieures de coïncidences  $p$ - $p$  avec un télescope à trois éléments ( $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ ,  $E$ ) ont permis d'identifier et de mesurer simultanément l'énergie des deux protons. Dans le cas par exemple de  ${}^{26}\text{P}$  (fig. 27), la transition de l'état  $T = 2$  de  ${}^{26}\text{Si}$  à l'état fondamental de  ${}^{24}\text{Mg}$  a été ainsi signée. Le spectre d'énergie simple de ces protons semble aussi indiquer qu'ils sont émis successivement (la désintégration passe par un état excité de  ${}^{25}\text{Al}$ ).

L'émission de particules  $\alpha$  retardées a surtout été observée pour les isotopes riches en protons, noyaux légers de  $T_Z = 1$ <sup>69</sup> et noyaux plus lourds autour de  $Z = 55$ <sup>73</sup>. Pour les noyaux riches en neutrons, elle entre en compétition avec l'émission de neutrons qui ne subissent pas

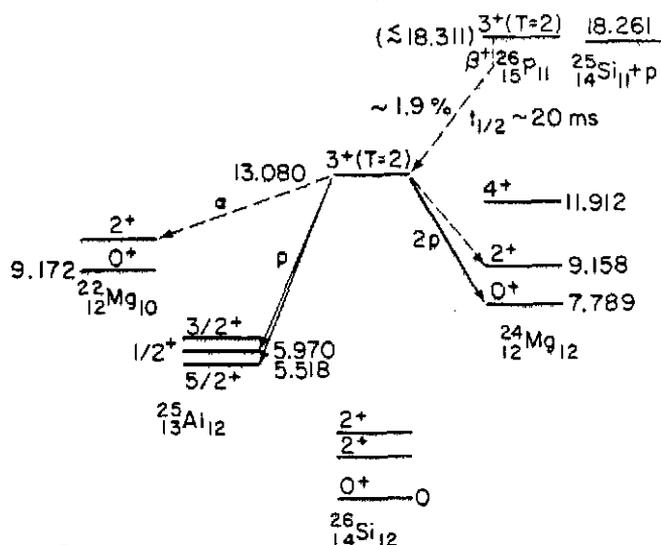


Fig. 27 Schéma de décroissance partiel proposé pour  ${}^{26}\text{P}$  après l'identification de l'émission de deux protons retardés (les flèches en trait plein indiquent les voies de désintégration observées). Ce noyau est particulièrement intéressant car il est prévu à la limite de la stabilité. Le schéma montre que  ${}^{26}\text{P}$  pourrait être non lié, de 50 keV, pour l'émission directe de protons. C'est la limite donnée par un calcul de barrière pour rester en accord avec les observations expérimentales. [D'après M.D. Cable et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 504].

l'effet inhibiteur de la barrière coulombienne. Elle a été observée pour les noyaux très légers  $^8\text{He}$ ,  $^8\text{-}^9\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{12}\text{B}$  et  $^{16}\text{N}$ . Plus récemment, elle a également été observée pour  $^{30}\text{Na}^{74}$ , premier noyau de la série des Na exotiques pour lequel l'énergie disponible  $Q_\beta - S_\alpha$  est supérieure à la barrière coulombienne. L'intensité  $I_\alpha$  mesurée  $I_\alpha = (5 \pm 2) \times 10^{-7}$ , indique qu'il est exclu, avec les taux de production actuels, de pouvoir observer l'émission de particules  $\alpha$  retardées par les autres isotopes de Na plus exotiques.

L'exemple des isotopes de Na riches en neutrons peut d'ailleurs illustrer les deux autres points présentés au début de ce paragraphe. L'émission de neutrons retardés y a été observée systématiquement ainsi que pour les isotopes de Mg descendants. Avec le détecteur présenté sur la figure 28, très efficace dans la gamme d'énergie attendue pour les neutrons ( $\approx 30\%$ ) et très protégé du bruit de fond, les probabilités d'émission de neutrons  $P_n$  ont été déterminées simplement par le rapport du nombre de coïncidences  $\beta n$  au nombre de désintégrations  $\beta$  pendant le même temps  $P_n = N_{\beta n} / N_\beta$  [la relation avec les  $P_{in}$  précédent est  $P_n = \sum_{i=1}^{\infty} i P_{in}$ ]. Elles ont complété les mesures de  $P_{1n}$  et  $P_{2n}$ . L'ensemble des résultats expérimentaux présentés sur la figure 29 montre l'augmentation régulière des valeurs  $\sum_{i \geq 1} P_{in}$  avec l'énergie disponible  $Q_\beta - S_n$  qui augmente elle-même au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la stabilité, parce que les masses augmentent (donc les valeurs de  $Q_\beta$ ) et que les énergies de séparation diminuent. On peut observer que la désintégration de  $^{34}\text{Na}$  se fait pratiquement à 100% par émission de neutrons retardés.

Grâce à l'efficacité de la méthode, l'observation des neutrons retardés devient un moyen unique d'identification des noyaux très exotiques en neutrons. C'est ainsi que  $^{35}\text{Na}$  a été identifié<sup>33</sup> (fig. 30). Son taux de production était trop faible pour être compté directement à

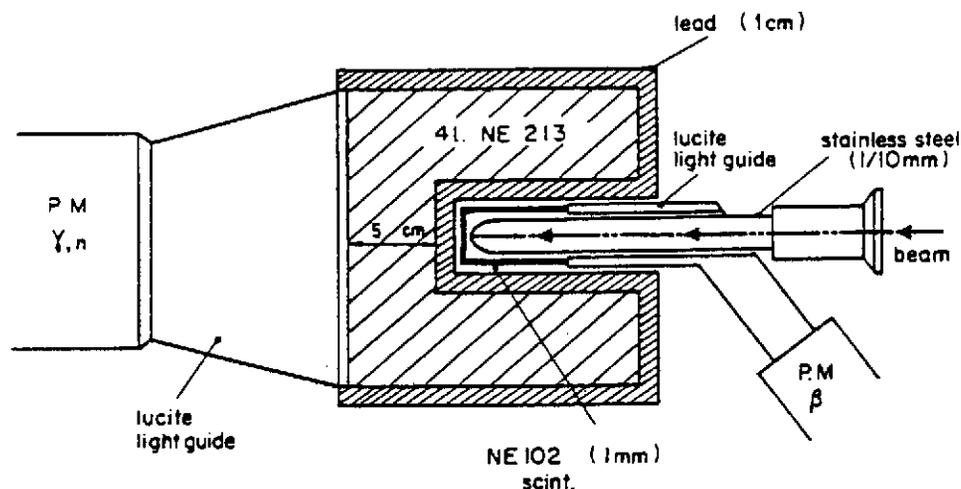


Fig. 28 a) Schéma de l'installation utilisée pour les mesures de coïncidences  $\beta n$  sur les isotopes de Na. Le faisceau d'ions de l'isotope sélectionné est collecté au fond du tube d'inox, lui-même entouré du scintillateur plastique mince pour la détection des  $\beta$ . L'ensemble pénètre dans le puits du détecteur de neutrons, scintillateur liquide NE 213, qui fournit une bonne discrimination entre les neutrons, les  $\gamma$  et les particules de grande énergie. [D'après M. Langevin et al., rapport IPNO-DRE 83-18, à paraître.]

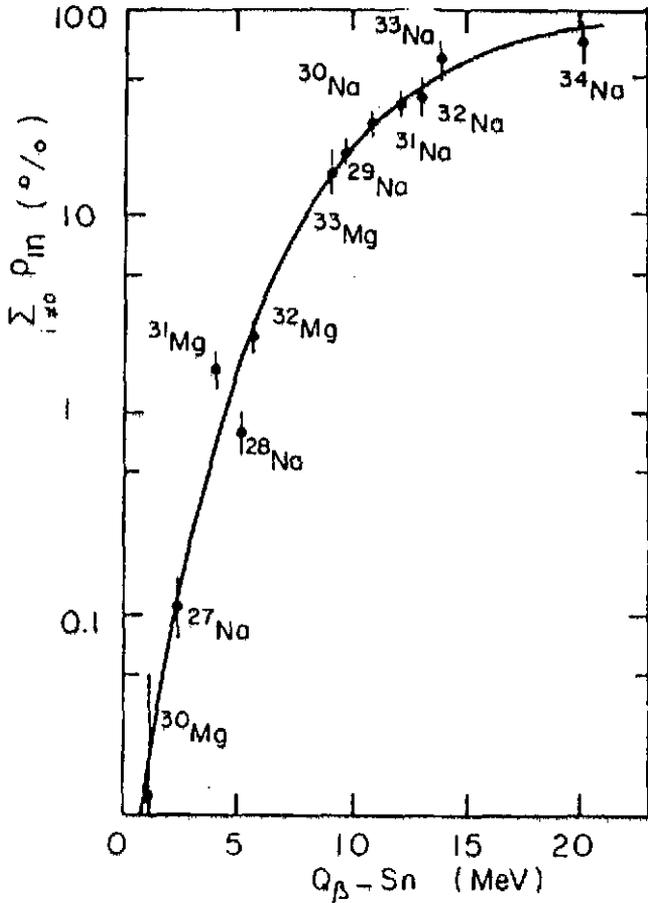


Fig. 29 Valeurs mesurées de  $P_{1n} + P_{2n}$  pour les isotopes de Na et Mg. La ligne continue est seulement un guide pour les yeux.

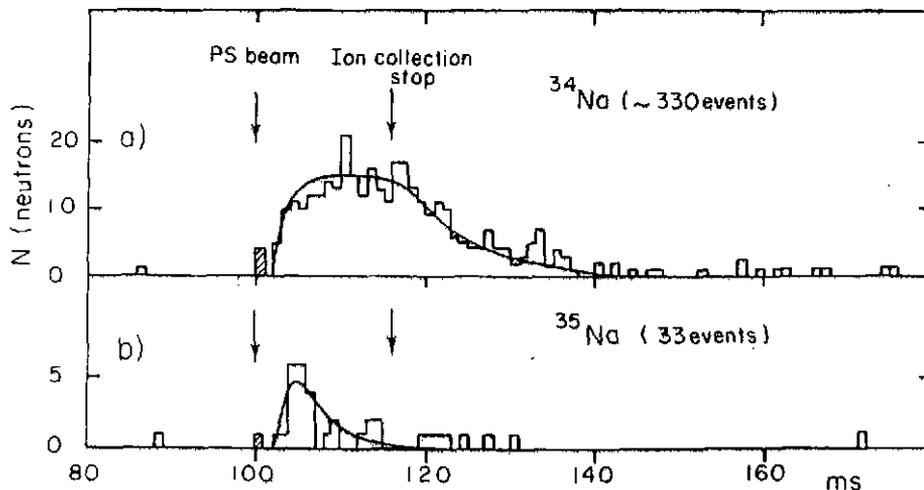


Fig 30 Identification de  $^{35}Na$  par la mesure des neutrons retardés émis en coïncidence avec les  $\beta$  en fonction du temps. La courbe du taux de comptage après le passage du faisceau de protons (quasi instantané) jusqu'à l'arrêt de la collection des ions correspond à une convolution de la diffusion hors de la cible et de la décroissance radioactive. Les événements situés après la décroissance des isotopes de Na correspondent aux neutrons retardés des isotopes de Mg descendants. [Il faut remarquer l'avantage essentiel que représente un faisceau pulsé, ici celui du PS du CERN; 2,4 s séparent chaque bouffée de protons.]

la sortie du spectromètre de masse: il était alors masqué par  $^{35}K$ , très déficient en neutrons, mais présent à la masse 35! Seuls les neutrons retardés émis par les noyaux collectés à cette masse  $A = 35$  pouvaient signer la présence de l'isotope de sodium. Trois autres nouveaux isotopes ont été ainsi identifiés  $^{53,54}K$  et  $^{53}Ca$ . Il reste encore un grand nombre de noyaux émetteurs de

particules retardées à découvrir. Néanmoins, une étude systématique plus détaillée du phénomène (avec en particulier la mesure, avec une bonne résolution, des énergies de ces particules) pour certaines régions de la carte des noyaux serait maintenant beaucoup plus riche en renseignements.

#### 4.2 Radioactivité proton

Nous avons vu dans l'introduction que la limite de stabilité est atteinte lorsque tout nucléon supplémentaire ne peut être accepté par le noyau qui l'éjecte spontanément en des temps de l'ordre de  $10^{-16}$ - $10^{-22}$  s. Le noyau n'est alors plus lié pour l'émission de ce nucléon N ( $S_N < 0$ ).

Un nuclide peut néanmoins se désintégrer par émission directe de lp ou ln avec une période relativement longue si cette émission est empêchée par une barrière importante. Ceci fut observé pour la première fois en 1970, à Harwell<sup>75</sup>, pour un isomère  $^{53m}\text{Co}$  (fig. 31): 1,5% de la désintégration se fait suivant la voie proton direct<sup>76</sup> et la durée de vie de ce noyau est de 250 ms. Elle serait bien supérieure si la radioactivité proton était son seul mode de décroissance. La barrière que doit franchir le proton pour sortir du noyau de  $^{53m}\text{Co}$  est pour l'essentiel la barrière centrifuge due au moment angulaire particulièrement important qu'il doit emporter ( $J = 19/2$  pour le noyau parent,  $J = 0$  pour le descendant) à laquelle s'ajoute la barrière électrostatique. Contrairement à la désintégration  $\beta$  pour laquelle l'énergie est partagée indifféremment entre le positon et le neutrino, les protons sont émis avec une énergie bien définie. C'est grâce à elle qu'ont été identifiés très récemment les deux seuls autres cas connus de radioactivité proton: pour  $^{147}\text{Tm}$ , identifié auprès du séparateur en ligne avec l'Unilac<sup>26</sup>, et pour  $^{151}\text{Lu}$ , identifié auprès du filtre de vitesse SHIP<sup>27</sup>. Il semble, au moins pour le premier, qu'il n'y ait aucune ambiguïté sur l'assignation du Z du noyau émetteur et que l'émission du proton se fasse bien à partir de l'état fondamental et non d'un état isomérique.

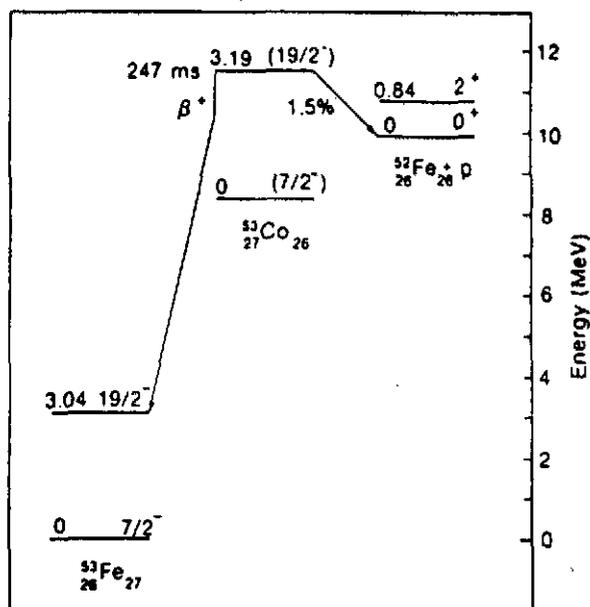


Fig. 31 Schéma de désintégration de  $^{53m}\text{Co}$ , premier émetteur de protons directs observé.

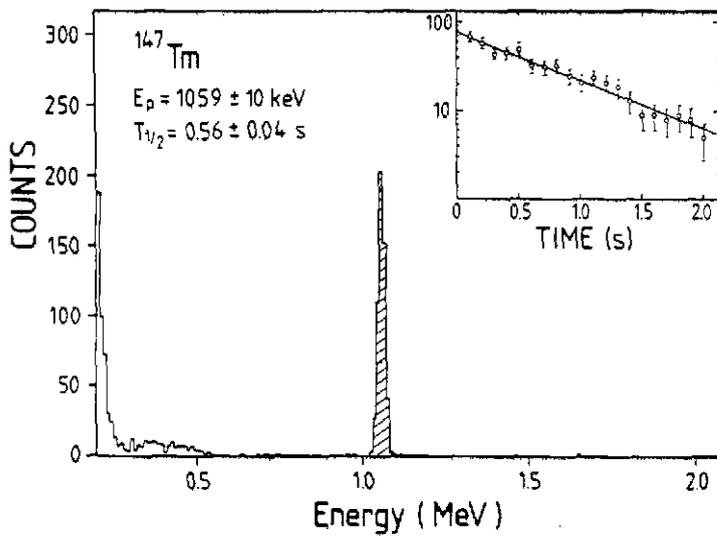


Fig. 32 Spectre d'énergie des protons observés à la masse 147 (anticoïncidences  $E, \Delta E$ ). L'activité était collectée sur une bande de mylar et périodiquement déplacée en face du détecteur. (D'après réf. 26.)

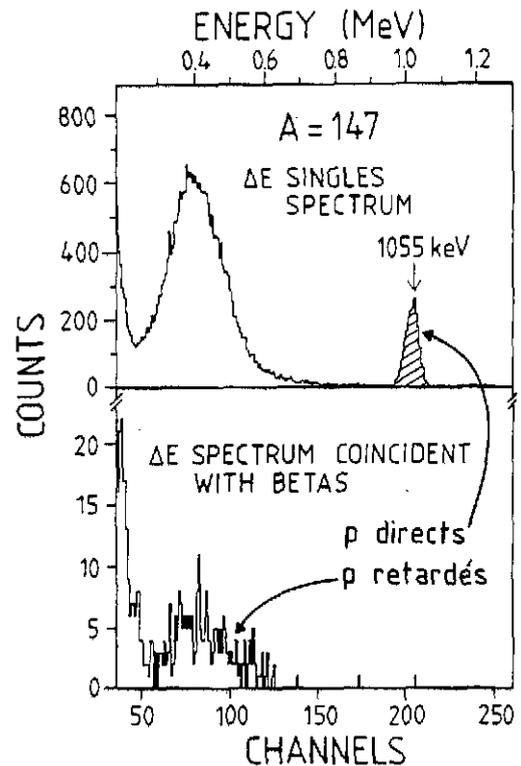


Fig. 33 Spectre des protons "simples" et en "coïncidence" avec les  $\beta$ . Le pic à 1055 keV n'est pas en coïncidence avec les  $\beta$ . Il n'est pas dû à des protons retardés. (D'après réf. 26.)

Pour  $^{147}\text{Tm}$ , on a observé une émission directe de protons avec une énergie  $E_p = 1055$  keV et une période  $T = 560 \pm 40$  ms (fig. 32); pour  $^{151}\text{Lu}$ ,  $E_p = 1231$  keV et  $T = 85 \pm 10$  ms. L'identification des protons a été faite avec un télescope  $E, \Delta E$ . Le spectre en énergie de la figure 32 a été obtenu à partir de mesures en anticoïncidence  $\Delta E-E$ . Le  $\Delta E$  arrêtant les protons d'énergie  $< 1,3$  MeV, les  $\beta$  et protons énergiques donnant un signal dans  $E$ . Pour s'assurer que ces protons n'étaient pas consécutifs à l'émission  $\beta$ , des coïncidences  $p-e^-$  ont également été mesurées (fig. 33).

D'après les prédictions des formules de masses, beaucoup d'autres noyaux seraient de bons candidats à la radioactivité proton, en particulier les plus déficients en neutrons de la région  $53 \leq Z \leq 67$  (comme l'avaient déjà souligné en 1964 Karnaukhov et Ter-Akopyan). Leur mise en évidence expérimentale est très difficile, car la fenêtre d'observation est étroite. Pour être observée,  $T$  doit être au moins de l'ordre de la ms. D'autre part, la période partielle pour l'émission directe de protons dépend fortement de l'énergie disponible et du moment angulaire à emporter. Si elle est beaucoup plus longue que la période  $\beta$ , le rapport de branchement proton sera très faible et difficile à observer. Les recherches dans cette région, de même que dans la région des isotopes de Ta et Re, émetteurs  $\alpha$  et bons candidats à l'émission de protons, se sont jusqu'à maintenant montrées infructueuses.

La radioactivité neutron, bien que prévue également, n'a pas encore été observée. Elle le sera peut-être plus facilement à partir d'un état isomérique.

Gol'dansky<sup>77</sup> a évoqué en 1966 la possibilité d'une radioactivité 2p: l'émission de ces deux protons par effet tunnel serait une sorte d'effet Josephson nucléaire. L'appariement des nucléons devrait favoriser cette émission directe de 2p. Äystö et Cerny<sup>78</sup> ont suggéré des candidats parmi les noyaux  $T_Z = -5/2$ :  $^{19}\text{Mg}$ ,  $^{31}\text{Ar}$ ,  $^{39}\text{Ti}$ ,  $^{122}\text{Si}$ , pour lesquels la valeur de  $S_{2p}$  est très faiblement négative (ils devraient être liés pour l'émission d'un proton). Gol'dansky et Peker<sup>79</sup> ont suggéré qu'il serait plus facile d'observer la radioactivité 2p à partir d'états isomériques de noyaux plus près de la stabilité, entre  $^{47}\text{Fe}$  et  $^{108}\text{Te}$ .

Donc il y a beaucoup de recherches encore en perspective.

## 5. PROPRIETES STATIQUES DES NOYAUX EXOTIQUES

### 5.1 Mesure des durées de vie (supérieures à la ms)

Essentiellement trois méthodes ont été utilisées pour la mesure des durées de vie des noyaux exotiques. La première, bien connue et la plus couramment employée, n'est rappelée ici que pour mémoire.

#### 5.1.1 Mesure d'un paramètre de la décroissance

On mesure directement, en fonction du temps, un paramètre lié à la décroissance du noyau dont on veut mesurer la période. On suivra par exemple l'émission  $\beta$  en fonction du temps ou, si un  $\gamma$  du noyau fils est connu, on observera les  $\beta$  en coïncidence avec ce rayonnement  $\gamma$  pour une identification plus sûre. Pour les émetteurs de neutrons retardés, on mesurera en fonction du temps les coïncidences  $\beta n$ <sup>80</sup> (voir fig. 34).

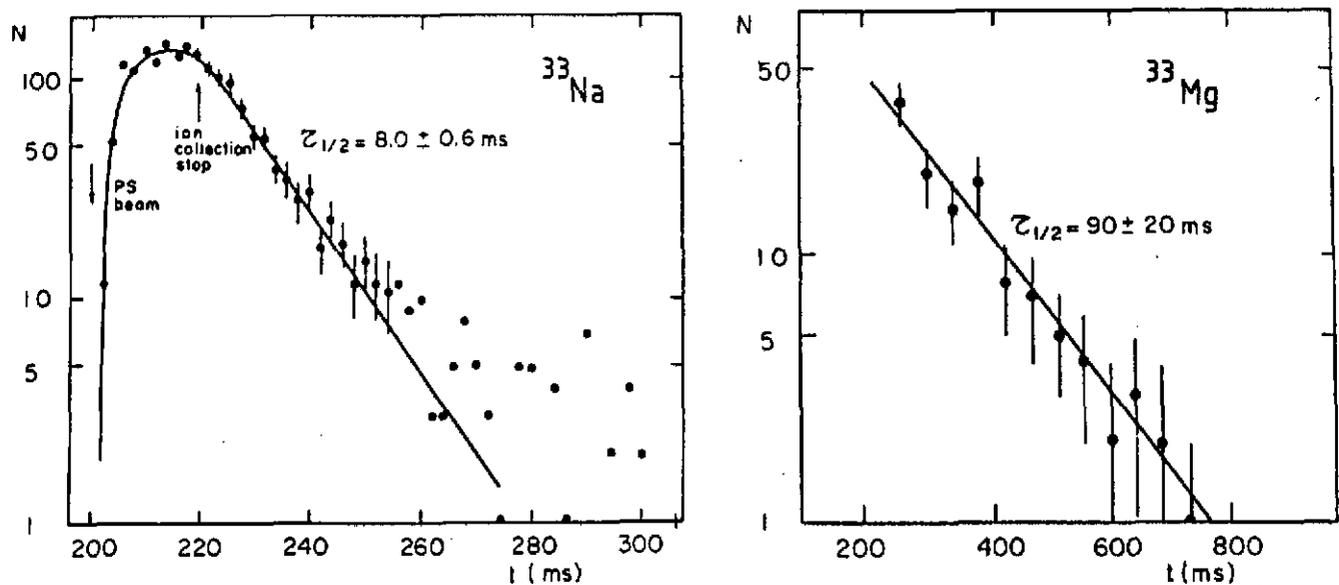


Fig. 34 Détermination des périodes radioactives des isotopes de Na très riches en neutrons par des mesures de coïncidences  $\beta n$  effectuées auprès du spectromètre de masse en ligne avec le PS du CERN. Ici variation du taux de comptage pendant la collection de  $^{33}\text{Na}$ . Les flèches ont la même signification que sur la figure 30. Le taux de comptage résiduel, après la décroissance de  $^{33}\text{Na}$ , est dû au descendant  $^{33}\text{Mg}$ , lui-même émetteur de neutrons retardés et dont la décroissance est montrée à droite sur une autre échelle de temps.

### 5.1.2 Comptage direct des noyaux après leur sélection

Les noyaux exotiques séparés sous forme d'ions par un spectromètre de masse peuvent être comptés directement avec un multiplicateur d'électrons. On peut déterminer ainsi leur période radioactive si le faisceau de projectiles est pulsé avec une période bien supérieure à celle-ci<sup>81</sup>. En effet, pour un isotope de très longue durée de vie, la variation du courant d'ions avec le temps n'est due qu'à la diffusion hors de la cible. Pour un isotope exotique, elle est d'autant plus rapide que sa durée de vie est plus courte (fig. 35). Ce qu'on exprime par:

$$i(t) = i_0(t) \exp(-\lambda t) ;$$

la fonction  $i_0(t)$ , uniquement due à la diffusion, est la même pour tous les isotopes d'un élément. La constante radioactive  $\lambda$  est proportionnelle à  $1/T$  ( $T$  étant la période radioactive). Pour deux isotopes de périodes radioactives  $T_1$  et  $T_2$ , le rapport des courants d'ions est donc:

$$i_1/i_2 \propto \exp - (\lambda_1 - \lambda_2) t ,$$

et l'on peut en déduire la période d'un des deux isotopes si celle de l'autre est connue.

Ces deux méthodes de mesure de la durée de vie ont été appliquées successivement pour l'étude des isotopes de Na riches en neutrons. Elles ont donné des résultats tout à fait identiques, avec sensiblement la même précision. La technique des coïncidences  $\beta n$  est cependant plus sensible, car aucun bruit de fond ne perturbe les mesures; elle seule a permis la mesure de la période de  $^{35}\text{Na}$ :  $1,5 \pm 0,5$  ms, la plus courte période  $\beta$  connue.

### 5.1.3 Utilisation d'un télescope

C'est la méthode utilisée à Berkeley pour les produits de fragmentation de projectiles ions lourds relativistes<sup>82</sup> et dont la figure 36 résume les principales étapes. Elle a été utilisée pour des périodes de  $5 \text{ ms} < T < 1 \text{ S}$ .

On arrête les fragments dans un empilement de détecteurs montés en télescope (pour l'identification en  $Z$  et  $A$ ), qui sont aussi des détecteurs d'électrons; 2 ms après l'arrêt d'un isotope identifié, le faisceau est interrompu, le gain de l'électronique est passé sur la gamme élevée nécessaire pour détecter les électrons de basse énergie, et pendant les 2 s suivantes on observe les  $\beta$  retardés du fragment enfoui. Les détecteurs d'arrêt sont sensibles à la position suivant une dimension et permettent de savoir si le  $\beta$  vient bien de l'arrêt du fragment. Les isotopes de même rigidité sont séparés dans le détecteur grâce à leur différence de parcours.

Les résultats publiés (un peu différents des valeurs indiquées sur la figure 36) donnent une idée de la précision de la méthode:

$$T(^{31}\text{Al}) = 945 \pm 425 \text{ ms} \quad \text{et} \quad T(^{32}\text{Al}) = 35 \pm 5 \text{ ms} .$$

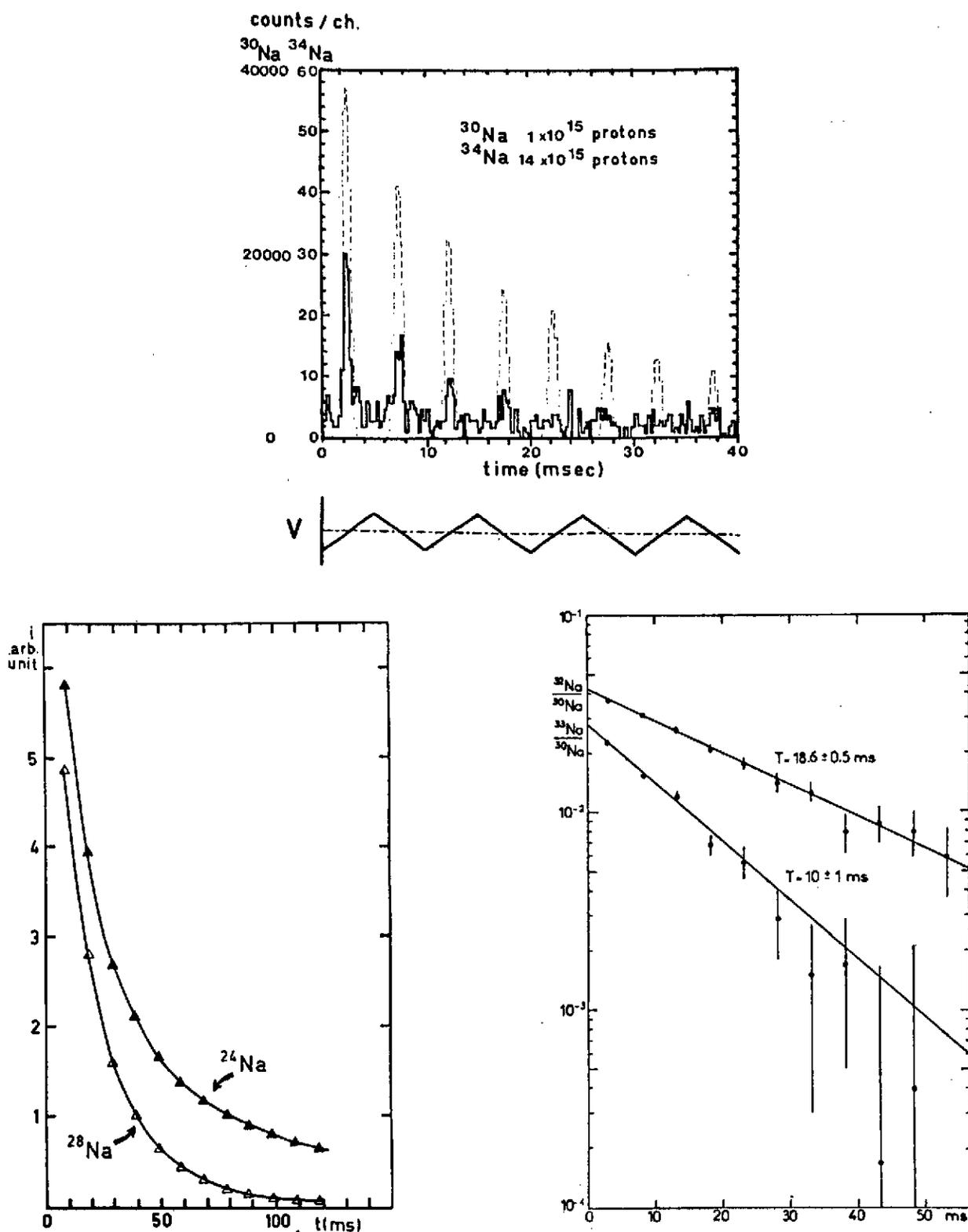


Fig. 35 Mesures de périodes radioactives par comptage direct des ions. La partie inférieure gauche montre la décroissance avec le temps (entre deux bouffées de protons) des courants d'ions de deux isotopes de Na normalisés à la même valeur au temps 0, lorsque les protons frappent la cible. La décroissance plus rapide du courant de  $^{28}\text{Na}$  est due à sa plus courte période. La partie supérieure de la figure montre un spectre de  $^{34}\text{Na}$  (trait plein) superposé à un spectre de  $^{30}\text{Na}$  (trait pointillé), obtenus pendant l'expérience. Les pics sont enregistrés juste après le passage du faisceau à travers la cible, grâce à une modulation de 100 Hz du potentiel d'accélération. Le temps par canal est de 240  $\mu\text{s}$ . La partie inférieure droite montre la variation des rapports de surface de pics correspondant à deux isotopes (1) et (2). La période T mesurée est  $1/T = 1/T_1 - 1/T_2$ , d'où l'on déduit  $T_1$  si  $T_2$  est connu. [D'après C. Thibault et al., CR Conférence d'Helsingør, 1981 (rapport CERN 81-09, Genève, 1981), p. 365.]

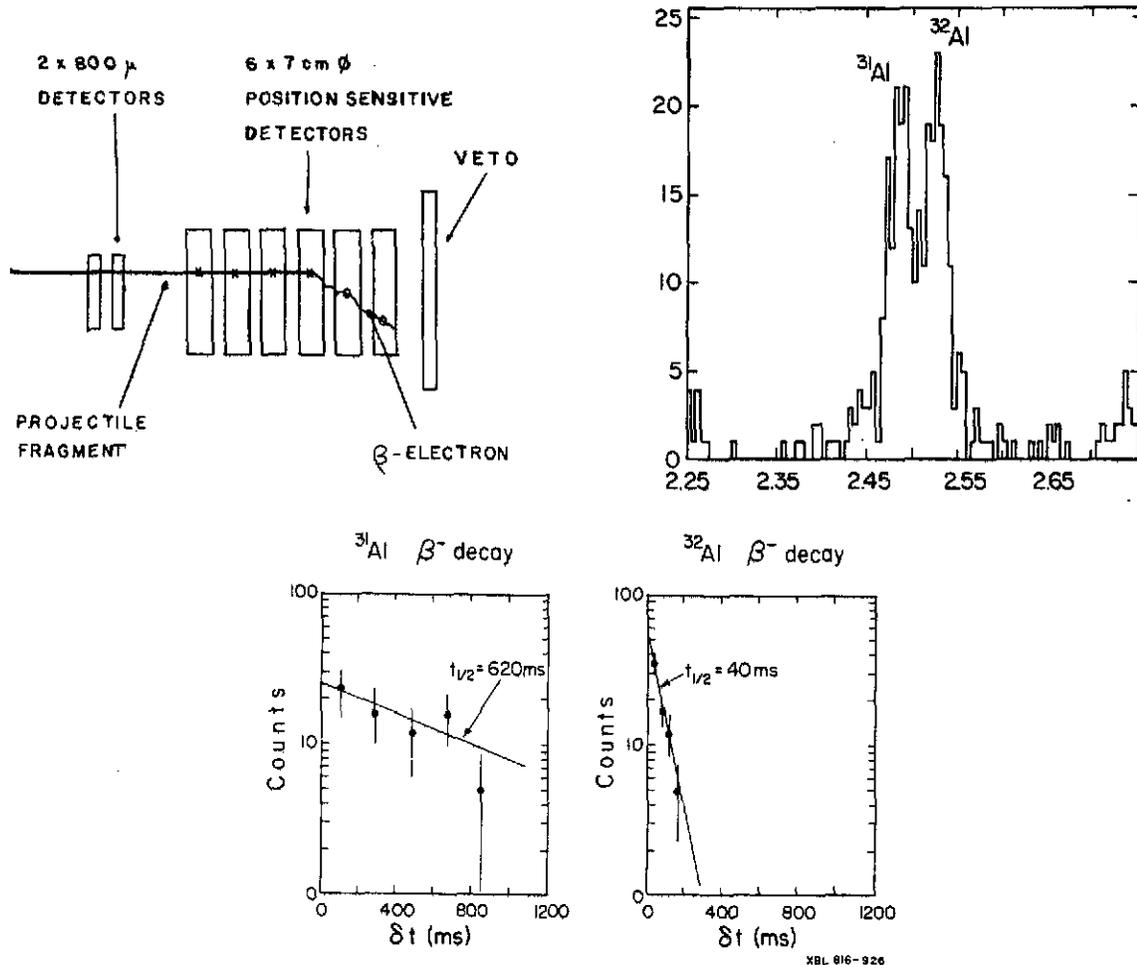


Fig 36 Mesure de périodes radioactives avec un télescope. La partie supérieure gauche est un schéma du détecteur; la partie supérieure droite est le spectre d'identification obtenu pour  $Z = 13$ , montrant la résolution  $^{31}\text{Al}$   $^{32}\text{Al}$ . La partie inférieure montre les courbes de décroissance obtenues pour ces deux isotopes. [D'après T.J.M. Symons, CR Conférence d'Helsingør, 1981 (rapport CERN 81-09, Genève, 1981), p. 668.]

## 5.2 Détermination expérimentale

### des masses des noyaux loin de la stabilité

#### 5.2.1 Introduction

Connaître la masse des noyaux est important non seulement pour les études de structure, mais pour tout le domaine nucléaire en général. Je rappellerai brièvement que les premières mesures de masses "atomiques"\*) sont apparues aux alentours de 1920, grâce aux travaux de spectrographie de masse de Aston<sup>83</sup>. Avant même qu'on reconnaisse l'existence du neutron dans le noyau, il suggérait une relation de cause à effet entre la stabilité des noyaux et le défaut de masse qui était alors mesuré. Ce défaut de masse, qui est la différence entre, par exemple, la masse de  $^{16}\text{O}$  et quatre fois celle de  $^4\text{He}$  (à ne pas confondre avec l'excès de masse vu dans l'introduction), était identifié à l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau après 1932. Il révélait l'intensité de l'interaction forte.

\*) Masses nucléaires et masses atomiques ont été introduites au début du cours.

Dès 1935, les masses de pratiquement tous les isotopes *stables* connus étaient mesurées, avec une précision de l'ordre de quelque  $10^{-5}$ , et Weizsäcker<sup>84</sup> proposait la désormais célèbre formule de masse "semi-empirique" pour expliquer la variation régulière, et alors quelque peu surprenante, de l'énergie de liaison  $B$  proportionnellement au nombre de nucléons  $A$  (plus exactement  $B/A \approx 8,5$  MeV pour des noyaux de plus de douze nucléons). C'est toujours une des composantes essentielles du modèle de la goutte liquide (idée de Bohr vers 1940<sup>85</sup>), qui décrit les propriétés globales du noyau et introduit de nombreux concepts des phénomènes collectifs en physique nucléaire.

Puis, au début des années cinquante, des mesures de masses plus systématiques pour certaines régions de la table des isotopes ont apporté des arguments expérimentaux au modèle des couches: Les discontinuités de l'énergie de liaison par nucléon  $B/A$ , observées pour les valeurs de  $N = 20, 28, 82$ , mettaient en évidence l'existence des "couches magiques" (particulièrement stables); les variations des énergies de séparation  $S_n$  ou  $S_p$  pour des noyaux de même  $Z$  ou même  $N$  mettaient en évidence l'énergie d'appariement nécessaire au modèle des couches pour expliquer les moments nucléaires observés<sup>86</sup>.

Les mesures, qui ont été poursuivies ensuite toujours plus précises et plus systématiques, d'abord sur les noyaux stables puis sur les noyaux radioactifs, ont permis de développer notre compréhension de ces deux aspects du noyau, macroscopique et microscopique, sur des bases plus quantitatives.

L'étude des masses nucléaires est devenue un domaine de recherche propre en physique nucléaire; ses progrès sont régulièrement discutés lors des AMCO (Conférences internationales sur les masses atomiques) qui se tiennent tous les quatre ans depuis 1956.

Quel est l'intérêt de poursuivre les mesures de masse sur des isotopes très instables?

D'abord on n'est pas sûr que le comportement de la matière nucléaire, et en particulier l'énergie de liaison des noyaux, loin des conditions de stabilité reste le même qu'au voisinage de celles-ci. Une façon de le tester est par exemple de comparer les mesures de masse de noyaux exotiques aux valeurs calculées avec les nombreuses formules phénoménologiques ou semi-empiriques dont les paramètres ont été ajustés à partir des masses des noyaux stables ou voisins de la stabilité. Cette comparaison peut nous renseigner sur certaines propriétés du noyau (énergie de surface, de symétrie, ...) et nous permettre de raffiner les paramètres, donc d'augmenter le pouvoir prédictif des formules. Beaucoup plus fondamental est le test des théories "self-consistantes" de champ moyen. Si leur contenu physique est correct, la dynamique de la force effective entre deux nucléons dans le milieu nucléaire doit contenir les effets de déformation et de fermetures de couches dans les noyaux, au contraire des calculs qu'on vient de citer qui les prennent en compte une fois qu'ils sont établis expérimentalement (mais ne peuvent les prédire). Ces effets de structure se manifestent sur la variation de l'énergie de séparation  $S_{2n}$

(et non  $S_n$  pour s'affranchir de l'énergie d'appariement). C'est en quelque sorte la représentation différentielle de la surface des masses:  $S_{2n} = B(Z,N) - B(Z,N-2) = 2\Delta B/\Delta N$ . De l'étude des noyaux de la vallée de stabilité on sait que la fermeture d'une couche se traduit par une chute brutale de  $S_{2n}$  (le neutron ajouté en dehors de cette couche est peu lié) et qu'une déformation des noyaux se traduit par une rupture de la décroissance régulière de  $S_{2n}$ , qui se manifeste par une "bosse" (la déformation renforce la liaison des neutrons de valence). On peut remarquer ici que, si le noyau se comportait uniquement comme une goutte liquide, la décroissance de  $S_{2n}$  serait monotone. Des mesures systématiques de masses, en particulier le long de séries isotopiques (ou isotoniques), peuvent ainsi révéler des effets de structure insoupçonnés loin de la vallée de stabilité.

Enfin il est possible, sur des mesures ponctuelles, de tester des théories spécifiques, comme par exemple celle du courant vecteur conservé (CVC) ou celle de l'équation de masse du multiplet isobarique IMME (pour isobaric multiplet mass equation). Une très bonne précision est alors nécessaire. On verra des exemples de ces différentes possibilités en application des méthodes utilisées pour les mesures. Celles-ci peuvent être regroupées sous trois rubriques principales:

- i) La spectrométrie de masse qui est, comme on l'a vu, la première méthode de mesure précise développée pour les isotopes stables;
- ii) La détermination de la valeur du  $Q$  de réactions à deux corps;
- iii) La mesure des énergies de désintégration nucléaire ( $\beta^+$ ,  $\beta^-$ , capture électronique, désintégration  $\alpha$ ).

### 5.2.2 Mesure directe des masses par spectrométrie de masse

#### - Le principe

D'abord rappelons succinctement le principe du spectromètre de masse: les atomes dont on veut mesurer la masse sont analysés sous forme d'ions essentiellement monochargés, caractérisés par leur masse  $M$  et leur vitesse  $v$ . Si on leur applique un champ électrostatique (filtre d'énergie) et un champ magnétique (filtre de quantité de mouvement), on les trie suivant leur énergie ( $\frac{1}{2}Mv^2$ ) et leur quantité de mouvement ( $Mv$ ), ce qui détermine de façon univoque leur masse  $M$ . Depuis l'époque d'Aston, un grand nombre d'appareils, combinant de diverses façons champs magnétique et électrique, ont été construits; maintenant, on atteint couramment des précisions de l'ordre de  $10^{-8}$  sur les mesures de masse d'isotopes stables avec les spectromètres de masse à très haute résolution.

On peut voir simplement la relation entre la précision des mesures et le pouvoir de résolution de l'appareil en écrivant

$$dM/M = (dM/\Delta M) (\Delta M/M) ,$$

où  $dM$ , précision sur  $M$ , est la précision avec laquelle on peut déterminer le centre de gravité du pic de masse, et  $\Delta M$  est la largeur de ce pic;  $\Delta M/M$  est l'inverse du pouvoir de résolution. Donc  $dM/M \approx 1/R$ .

Un appareil de très haute résolution a en contrepartie une faible transmission, ce qui est sans conséquences sur les mesures d'isotopes stables dont on dispose d'une quantité illimitée, mais qui est une sévère contrainte sur les mesures d'isotopes radioactifs. En effet, on n'en dispose en général que de très faibles quantités ( $< 10^{-12}$  g), et ce pendant des temps très courts. Un compromis est donc à trouver entre transmission et résolution.

La solution suivante a été adoptée par le groupe du LRB\*) d'Orsay<sup>87,10</sup>, le seul jusqu'ici à avoir effectué des mesures directes de masses des noyaux loin de la stabilité. Pour ces noyaux, une précision de 100 keV est significative, compte tenu de notre connaissance actuelle de la structure nucléaire et du pouvoir prédictif des formules de masse. Dans la relation citée plus haut avec une bonne statistique ( $10^5$  coups dans 1 pic)  $dM/\Delta M$  est de l'ordre de quelque  $10^{-3}$ , si bien que pour obtenir une précision de 100 keV pour un noyau de  $A = 10$  il faut une résolution de l'ordre de  $10^3$ , et pour un noyau de  $A = 100$  une résolution de l'ordre de  $10^4$ . C'est ainsi que les premières mesures directes de masse ont été réalisées sur les isotopes de Li et Na avec un spectromètre de masse à simple déviation<sup>10</sup>, alors que leur extension aux masses plus lourdes a nécessité un appareil à double focalisation<sup>88</sup> (voir fig. 37).

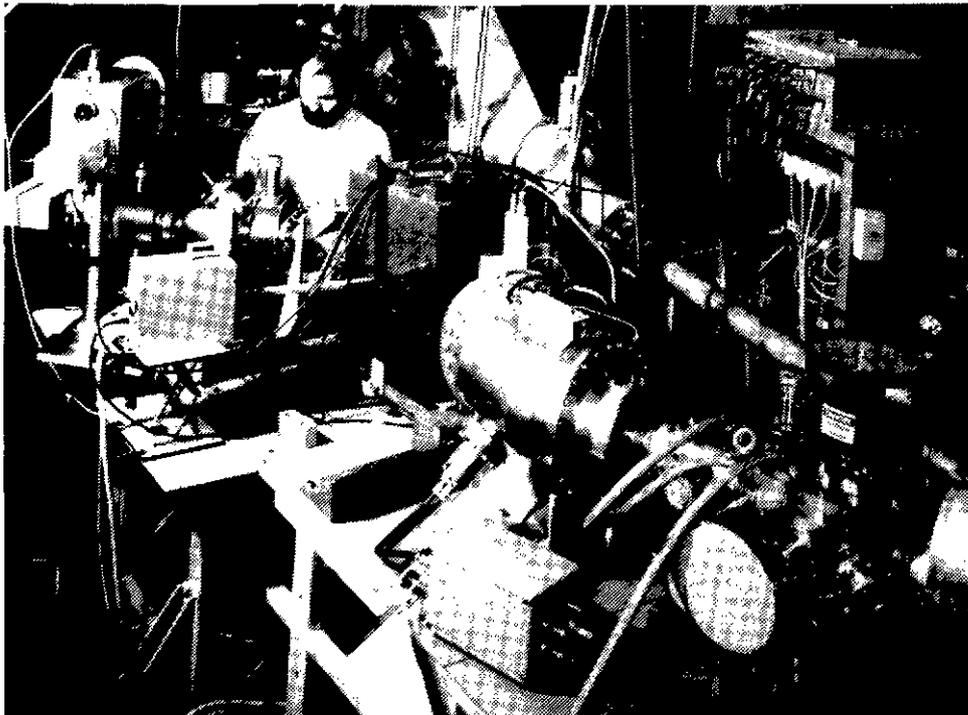


Fig. 37 Le spectromètre de masse à double focalisation, placé en ligne avec le séparateur ISOLDE pour les mesures de masses des isotopes de Rb, Cs, Fr.

\*) LRB = Laboratoire René Bernas, Orsay, France.

Le principe de la mesure de masse repose sur la propriété qu'à *champ magnétique constant* des ions de masses  $M_A$  et  $M_B$  suivent la même trajectoire si toutes les tensions qui leur sont appliquées sont telles que  $M_A V_A = M_B V_B$ . On peut donc déterminer  $M_A$ , si l'on connaît  $M_B$ , à partir des mesures des tensions  $V_A$  et  $V_B$ . En fait, on compare toujours trois masses  $M_A$ ,  $M_B$ ,  $M_C$ , dont deux sont connues, afin de calibrer les erreurs systématiques. L'appareil a été installé en ligne avec le séparateur ISOLDE dont les ions monoïsootopiques de 60 keV sont arrêtés dans la source d'ions du spectromètre afin de leur donner une énergie mieux définie (soit avec une stabilité de  $\sim 10^{-4}$ ). En pratique, on fait traverser le spectromètre successivement par les ions A, B et C, en modifiant simultanément le champ magnétique du séparateur et les tensions du spectromètre de masse. On peut ainsi mesurer successivement les masses de tous les isotopes d'un même élément, que peut fournir le séparateur avec une production supérieure à  $10^4/s$ , c'est-à-dire environ une trentaine pour l'élément Cs, par exemple. Les masses connues, par d'autres méthodes, au voisinage de la stabilité sont utilisées comme références. Il en résulte que si des précisions de quelques dizaines de keV sont possibles (grâce à des mesures précises de tension à quelque  $10^{-7}$ ) pour les masses voisines de la stabilité, elles s'affaiblissent à mesure qu'on s'en éloigne à cause de la propagation des erreurs. La statistique ne limite la précision que pour les deux isotopes situés aux extrémités de la chaîne isotopique (taux de production  $\sim 10^4/s$ ), et les erreurs ne dépassent pas dans ces plus mauvais cas 300 à 500 keV. Ce sont des erreurs encore très satisfaisantes si l'on se souvient que ce sont les masses les plus exotiques jamais mesurées jusqu'ici ( $^{74}\text{Rb}$ ,  $^{99}\text{Rb}$ ,  $^{116}\text{Cs}$ ,  $^{148}\text{Cs}$ ).

Cette méthode n'a été appliquée jusqu'alors qu'aux éléments alcalins qui s'ionisent particulièrement bien et diffusent particulièrement vite hors de solides chauffés. Il n'y a aucune opposition de principe à son application pour d'autres éléments, moyennant certaines adaptations en fonction de leur possibilité d'ionisation et de leur temps de diffusion.

#### - Informations physiques

La figure 38 montre à titre d'exemple les informations de structure obtenues à partir de la longue série de mesures sur les isotopes de Rb ( $A = 74$  à  $A = 99$ ). C'est d'abord la fermeture de la sous-couche à  $N = 56$  et surtout une possible déformation des noyaux de Rb à partir de  $N = 60$ ; je dis "possible" car si dans le cas des terres rares la déformation des noyaux (de la vallée) s'accompagne d'une "bosse" de la courbe  $S_{2n}$ , la présence de cette dernière ne signe pas de façon évidente l'existence d'une déformation. Elle est un indice qui doit être étayé d'autres arguments expérimentaux, en rapport plus direct avec la forme du noyau, comme la variation du rayon ou celle de l'énergie du premier état  $2^+$  pour les noyaux pairs-pairs<sup>89</sup>. Cela a été fait dans ce cas particulier à la suite de la stimulation donnée par les mesures de masses. Autre région de la

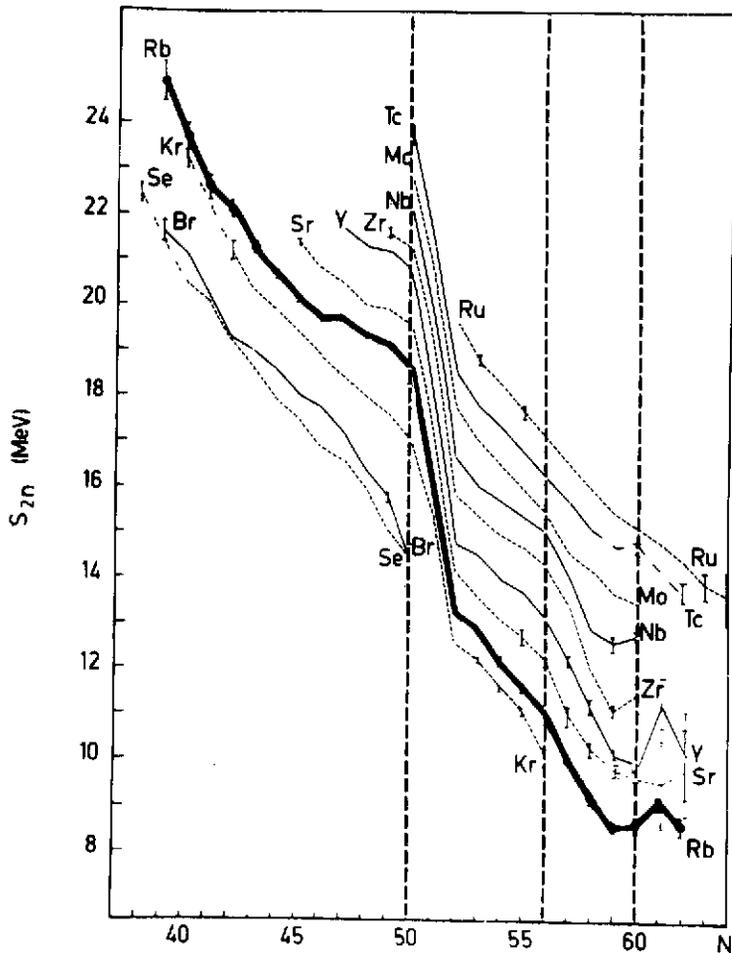


Fig. 38 Variation de l'énergie de séparation  $S_{2n}$  en fonction du nombre de neutrons pour les éléments de  $Z = 35$  à  $Z = 44$  (courbes expérimentales).

table des isotopes pour laquelle le même phénomène a été observé, celle des isotopes de Na autour de  $N = 20$ <sup>88</sup> (fig. 39), montrant par là même que 20 n'est plus un nombre magique loin de la vallée de stabilité. Là aussi l'observation de cette discontinuité de  $S_{2n}$  a entraîné d'autres mesures de spectroscopie<sup>90</sup>, ainsi que des calculs Hartree-Fock de champ moyen<sup>91</sup>, pour étayer l'argument de déformation. Suite aux nombreuses mesures maintenant réalisées, une étude détaillée des effets

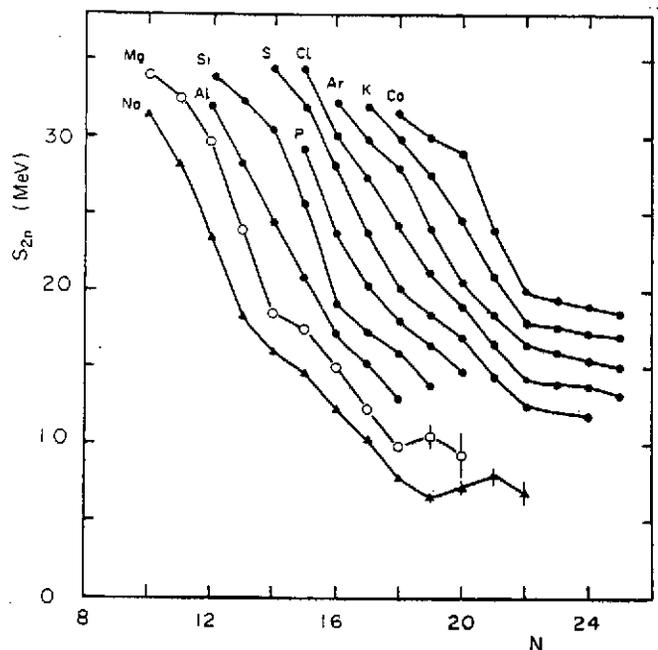


Fig. 39 Variation de l'énergie de séparation  $S_{2n}$  pour les éléments de  $Z = 11$  à  $Z = 20$ . Les valeurs correspondant aux isotopes de Na riches en neutrons sont déduites des mesures directes des masses; celles concernant les isotopes de Mg sont déduites de mesures de  $Q_{\beta}$ . [D'après C. Detraz et al., Nucl. Phys. **A394** (1983) 378.]

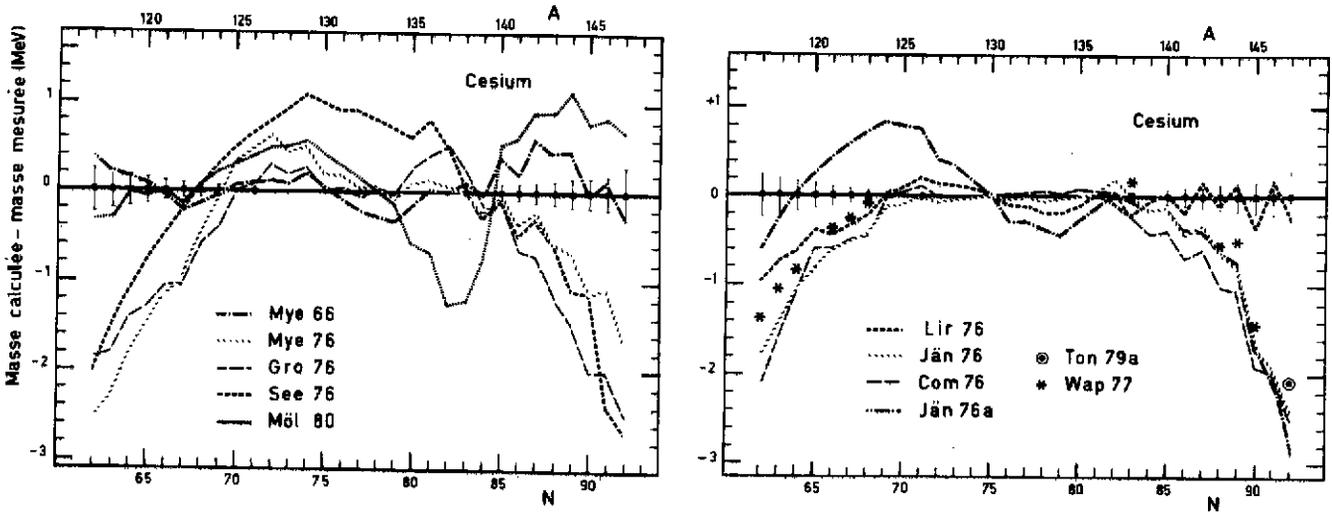


Fig. 40 Comparaison entre masses calculées et masses mesurées pour les isotopes de Cs.

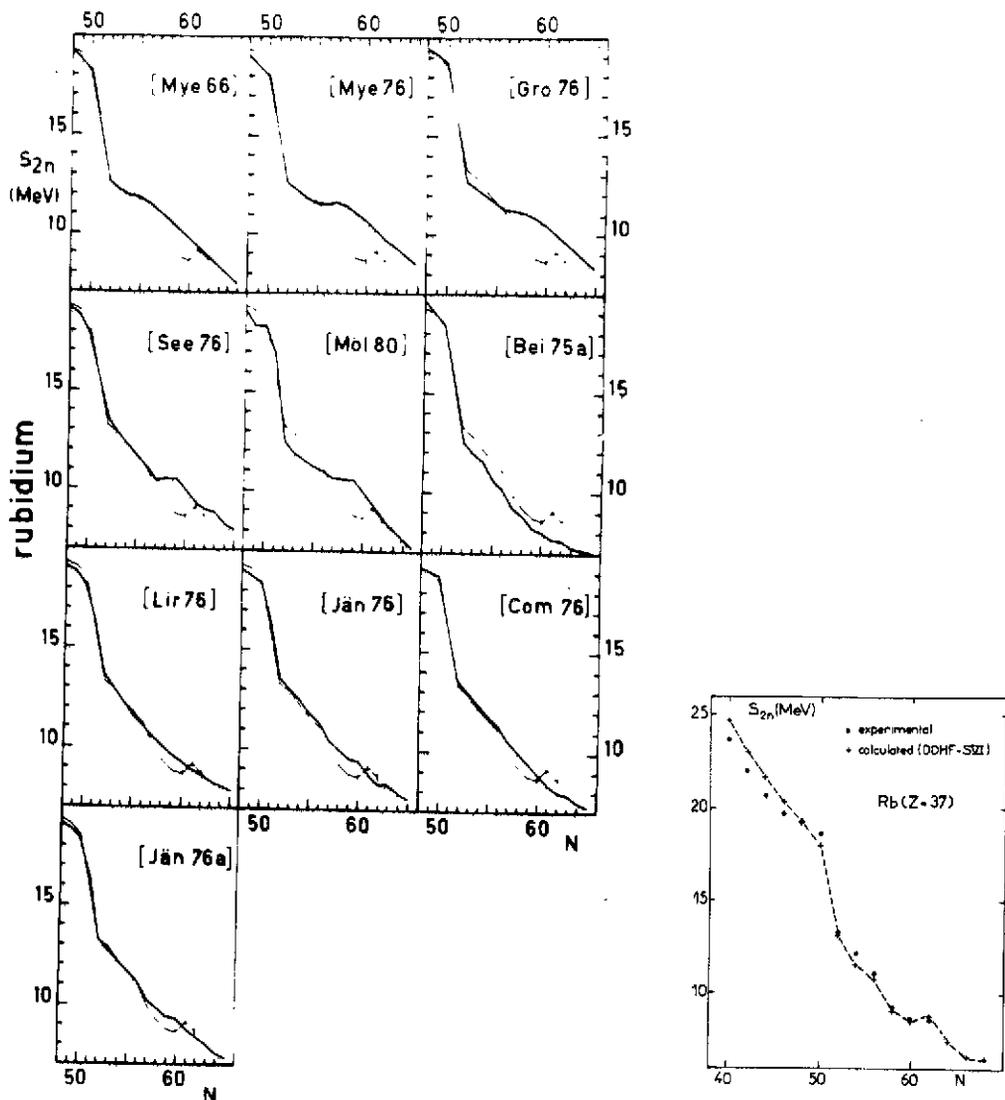


Fig. 41 Comparaison entre la variation de  $S_{2n}$  déduite de l'expérience (trait fin ou points) et celle calculée, avec quelques formules de masses (trait fort), et une méthode Hartree-Fock (croix).

de structure (fermeture de couches et transition de forme), par comparaison entre courbes  $S_{2n}$  expérimentale et  $S_{2n}$  calculée par le modèle de la goutte liquide, a été faite récemment<sup>92</sup>.

L'autre intérêt des mesures de masse suivant de longues chaînes isotopiques est, comme il a été dit plus haut, de tester les formules de masses<sup>93</sup> d'une façon plus systématique (en fonction d'un seul paramètre  $N$ ) que ne peuvent le faire des mesures ponctuelles et éparses. La figure 40 montre en exemple le cas des isotopes de Cs. On remarque bien que ces formules sont ajustées sur les noyaux stables ou voisins de la stabilité, l'écart entre masses mesurées et masses calculées se creuse au fur et à mesure que les noyaux sont plus exotiques. Ces tests systématiques dans différentes régions de la table des isotopes devraient permettre, outre d'affiner les formules de masses, de déterminer quelles formules ont le meilleur pouvoir prédictif loin de la stabilité, renseignement important pour les calculs de nucléosynthèse par exemple, qui mettent en jeu des noyaux très loin de la vallée de stabilité.

Les masses calculées suivant la théorie du champ moyen sont à quelques MeV des valeurs expérimentales, mais leur variation le long d'une chaîne d'isotopes -- qui informe sur les effets de structure -- est beaucoup plus près de l'expérience que celle donnée par les formules que nous venons de voir; en particulier, la "bosse" observée pour les isotopes de Rb à partir de  $N = 60$  est bien indiquée<sup>94</sup> (fig. 41). Le calcul Hartree-Fock confirme qu'elle traduit une importante déformation statique de ces noyaux.

#### - Projets en cours de mesures directes de masses

Quelques projets de mesure directe de masse de noyaux exotiques sont en cours de réalisation. Ce sont (à ma connaissance): à Los Alamos, un spectromètre magnétique à temps de vol<sup>95</sup>; à Orsay (LRB), un spectromètre à radiofréquence<sup>96</sup> dont la première tâche sera la mesure de la masse de  $\bar{p}$ ; à Mayence, un projet de mesure de la fréquence cyclotron par temps de vol<sup>97</sup>; à Orsay (IPN), un miroir électrostatique avec temps de vol associé au jet d'hélium<sup>98</sup>; il y a aussi le projet Manitoba II, à Winnipeg (Canada), ainsi que d'autres à Chalk River (Etats-Unis), au MSU\*) (Etats-Unis) et à Daresbury (Grande-Bretagne).

Je vais indiquer ci-dessous le principe des deux premiers projets:

Le spectromètre magnétique à temps de vol repose sur le fait que la mesure du temps de transit d'un ion dans un spectromètre isochrone (indépendant de la vitesse) fournit une mesure précise du rapport  $M/q$  de la masse à la charge de l'ion. Or  $q = ET/B\rho$ , d'où la possibilité de détermination de  $M$ . Comme  $q$  est un entier, une précision de 1 à 2% est suffisante pour la mesure de  $E$ ,  $T$  et  $B\rho$ . Une première version de l'appareil est présentée à la figure 42; une autre, plus performante, est en cours de réalisation. Deux avantages valent d'être soulignés ici: D'une

\*) MSU = Michigan State University, East Lansing, Mich., Etats-Unis.

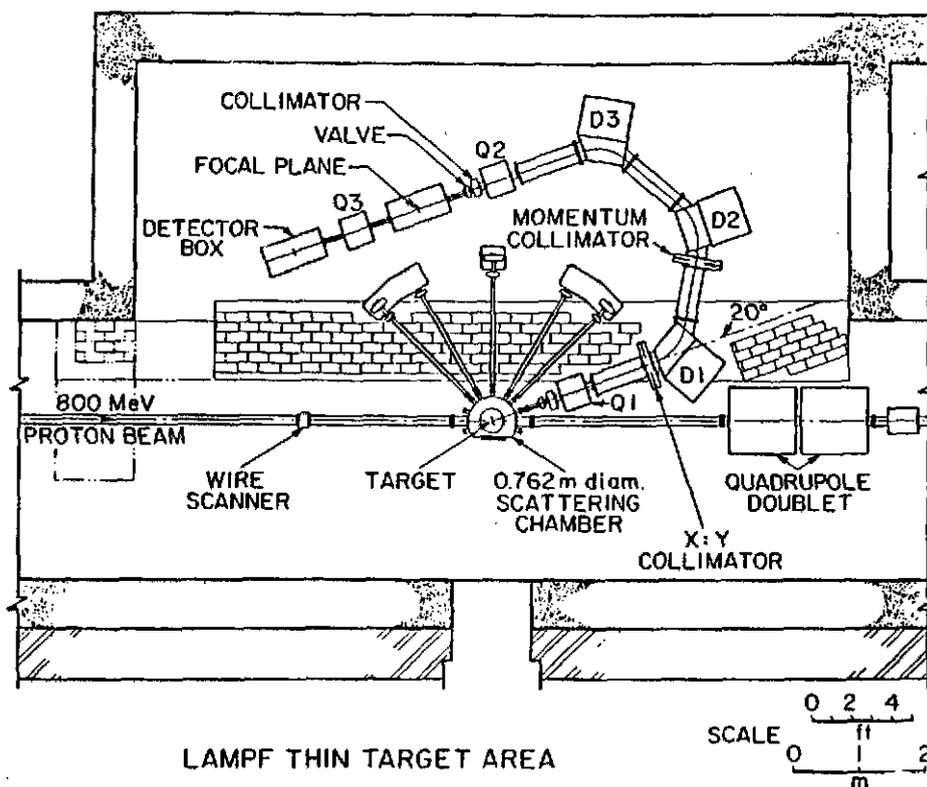


Fig. 42 Schéma du spectromètre magnétique à temps de vol proposé à LAMPF pour des mesures directes de masses.

part, le spectromètre focalise en énergie et en direction, permettant ainsi un long trajet ( $\sim 13$  m) avec un bon angle solide ( $\sim 2,5$  msr) et une acceptation en moment de 2%; d'autre part, le spectromètre n'étant pas dispersif, il n'y a aucune séparation physique entre les ions, ce qui rend plus aisée la calibration et permet la mesure simultanée de plusieurs noyaux. Il est destiné à la mesure des masses de tous les noyaux de  $A < 70$  produits dans la fragmentation de U avec des protons de 800 MeV. Avec une cible de  $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et un faisceau de  $500 \mu\text{A}$ , dix  $^{32}\text{Na}$  sont attendus par jour, c'est-à-dire que pour mesurer la masse de  $^{32}\text{Na}$  avec une précision de 300 keV il faudra deux mois de faisceau, utilisés à 70%. A titre de comparaison, la production de  $^{32}\text{Na}$  auprès du spectromètre de masse en ligne avec le PS du CERN était de 10/bouffée, c'est-à-dire toutes les 2,4 s.

Le spectromètre à radiofréquence a pour principe que des ions (masse  $M$ , charge  $q$ ) circulant dans un champ homogène  $B$  tournent avec une fréquence  $f_0 = (q/2\pi) \cdot (B/M)$  (fréquence cyclotron). En gardant le champ magnétique constant pour deux masses,  $M$  et  $M'$ :  $f_0/f'_0 = M'/M$ , d'où la détermination de  $M'$  si  $M$  est connue à partir des mesures de  $f_0$  et  $f'_0$ . L'appareil est représenté schématiquement à la figure 43. Des ions, d'énergie  $E$  et de masse  $M$ , entrent par une fente dans un champ magnétique très homogène et constant, et tournent deux fois en suivant une trajectoire hélicoïdale; il y a focalisation angulaire à chaque demi-tour et focalisation en énergie à chaque tour. Pendant cette rotation, ils passent deux fois au travers d'un modulateur qui fait varier leur

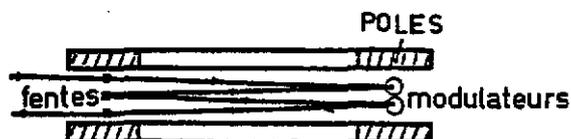
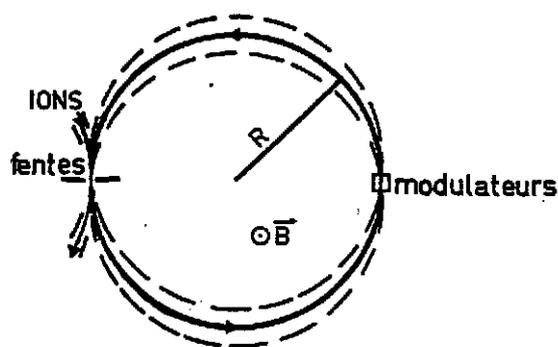


Fig. 43 Principe de fonctionnement du spectromètre à radiofréquence construit par une collaboration LRB-CERN.

énergie en fonction du temps avec une fréquence  $f \gg f_0$ . A la première modulation, le rayon  $R$  est changé ( $R = p/qB$ ,  $p$  étant l'impulsion), mais pas  $f_0$ . Il reprendra sa valeur initiale à la seconde modulation, si elle est en opposition de phase, c'est-à-dire si  $f = (n + \frac{1}{2})f_0$ . On comptera le nombre d'ions passant par la fente de sortie au fur et à mesure qu'on fera varier pas à pas la fréquence. Cet appareil (dont un modèle a été construit vers 1960 à Princeton) doit permettre d'atteindre un pouvoir de résolution  $\sim 10^6$  tout en conservant une transmission raisonnable; cela revient à dire que la masse d'un noyau de  $A = 100$  pourrait être déterminée avec une précision de  $\sim 10$  keV. Il doit être placé en ligne avec le séparateur d'isotopes ISOLDE 3 (en construction), dont il pourra accepter directement tous les ions, y compris ceux mal séparés, issus de sources non sélectives: les isobares seront résolus, de même que les isomères qui, avec des énergies de quelques dizaines à quelques centaines de keV au-dessus de l'état fondamental, ne l'étaient pas jusqu'ici (pour séparer un état isomérique situé à 100 keV au-dessus de l'état fondamental, il faut un pouvoir de résolution de  $10^6$ ).

### 5.2.3 Mesure du Q de réactions à deux corps

Dans une réaction à deux corps  $E(e,s)S$  (où  $E$  et  $e$  sont les particules de la voie d'entrée et  $s$  et  $S$  celles de la voie de sortie), la mesure du bilan  $Q$  permet de déterminer une masse si les trois autres sont connues; en effet:

$$M_E + M_e = M_s + M_S + Q,$$

où les  $M$  sont les masses au repos. Dans la pratique, on ne détermine pas directement  $Q$ , mais l'impulsion de l'éjectile  $s$  (par une analyse comparative en  $B\rho$ ) à un angle donné, d'où l'on déduit la masse de  $s$  ou  $S$ <sup>99</sup>. Le projectile  $e$  peut être une particule légère ( $d$ ,  $t$ , ...) ou un ion lourd. On a vu dans l'étude des modes de production que les ions lourds offraient dans ce cas plus de possibilités quant aux noyaux exotiques accessibles, mais les sections efficaces diminuent très vite lorsque le  $Q$  devient négatif, ce qui se produit lorsqu'on s'éloigne de la stabilité.

Les précisions obtenues avec les ions lourds sont en général moins bonnes ( $\geq 50$  keV) que celles obtenues avec les particules légères ( $\geq$  quelques keV) qui ont en leur faveur des intensités de faisceau supérieures.

Ces mesures demandent une bonne identification des particules, un bruit de fond réduit et une résolution en énergie aussi élevée que possible. L'identification se fait en général par des mesures redondantes des différents paramètres d'identification. La solution adoptée par le groupe du MSU consiste en un triple télescope: deux chambres à fils ( $\Delta E$ ), un scintillateur plastique (E) et une mesure de temps de vol. A Orsay<sup>100</sup>, deux compteurs proportionnels à fils permettent de reconstituer les trajectoires des particules dans le plan focal de l'analyseur (Bacchus); l'énergie résiduelle de l'ion détecté est mesurée avec une chambre d'ionisation de préférence à des détecteurs solides, pour éviter les traînes à basse énergie.

Quant au bruit de fond, une façon de le minimiser est de bien choisir la particule de la voie de sortie dont on va mesurer l'impulsion<sup>16</sup>. Par exemple si l'on veut déterminer la masse de  $^{21}\text{O}$  on choisit la réaction  $^{18}\text{O}(^{18}\text{O}, ^{21}\text{O})^{15}\text{O}$  de préférence à la réaction  $^{18}\text{O}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{21}\text{O}$ , car le spectre de  $^{15}\text{O}$  est dominé par la réaction  $^{27}\text{Al}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{30}\text{Al}$  sur le contaminant  $^{27}\text{Al}$  qui a un Q moins négatif. Ce spectre de  $^{21}\text{O}$  au contraire ne souffre d'aucune contamination.

Les spectromètres magnétiques utilisés doivent, pour des raisons d'intensité, avoir une grande ouverture. Ils doivent être calibrés avec des particules d'impulsion aussi voisine que possible de l'impulsion à mesurer et dans les mêmes conditions expérimentales, c'est-à-dire avec des réactions  $E(e, s')S'$ .

Une nouvelle méthode, s'inspirant du "peak matching" utilisé en spectrométrie de masse, est utilisée par Hardy<sup>101</sup>. On applique une tension périodique à une cible composée. L'énergie des produits de réaction, donc leur position dans le plan focal du spectromètre, varie avec cette tension. On mesure la tension à appliquer pour faire coïncider deux groupes du même éjectile. Des mesures de différence de Q peuvent être ainsi réalisées avec une précision de 0,1 à 0,2 keV.

Un cas particulier de réaction à deux corps est la réaction de double échange de charge du pion:  ${}^A_Z X(\pi^+, \pi^-) {}^A_{Z+2} Y$  ou  ${}^A_Z X(\pi^-, \pi^+) {}^A_{Z-2} Y$ . Ce sont des réactions de très faibles sections efficaces, avec lesquelles on avait cru pouvoir peupler de préférence l'état isobarique analogue (état du noyau final de même structure que la cible, c'est-à-dire un état généralement excité). Il n'en est rien, les sections efficaces pour peupler les états non analogues étant comparables. Mais ce fait, ajouté à l'intensité élevée des faisceaux de pions, rendait possibles des mesures de masse de l'état fondamental de l'exotique formé en mesurant les énergies de  $\pi$  émis vers l'avant. La première mesure de la masse de  $^{16}\text{Na}$  a été effectuée par la réaction  $^{16}\text{O}(\pi^+\pi^-)^{16}\text{Ne}$ <sup>102</sup>. L'énergie optimale pour les réactions de double échange de charge non analogues se situe autour de 160-200 MeV (à Los Alamos,  $2 \times 10^7$   $\pi^-$  par seconde); les sections efficaces sont de quelques

nb/sr. Des précisions de l'ordre de 50 keV ont été obtenues. Cette méthode n'est à utiliser que lorsque les méthodes traditionnelles, en particulier les réactions de double échange de charge avec ions lourds, sont en défaut; pour des cas difficiles et particuliers (comme par exemple celui de  ${}^4\text{Be}$ ), la réaction  ${}^6\text{Ca}({}^{14}\text{C}, {}^4\text{Be}){}^4\text{Ti}$  a un Q très négatif (-33 MeV) et pourrait être remplacée avantageusement par  ${}^{14}\text{C}(\pi^-, \pi^+){}^4\text{Be}$  <sup>103</sup>.

En conclusion, les mesures de masse à partir des réactions nucléaires à deux corps restent limitées à des noyaux voisins de la stabilité ou, pour les plus exotiques, à des noyaux légers. Ce sont les mesures les moins sujettes à des erreurs systématiques. Les précisions qu'il est possible d'atteindre permettent de tester l'IMME: dans ces réactions, on peuple des états excités qui sont membres d'un multiplet d'isospin. En effet, la théorie prédit les masses des  $2T+1$  membres d'un multiplet d'isospin:

$$M(A, T, T_Z) = a(A, T) + b(A, T)T_Z + c(A, T)T_Z^2,$$

où T est l'isospin et  $T_Z = (N - Z)/2$ . Pour tester sa validité, il faut connaître les masses d'au moins un quartet. De nombreux quartets l'on en effet vérifiées avec un bon degré de précision. Avec un quintet, on peut la tester plus finement: ce qui diffère entre les membres d'un quintet

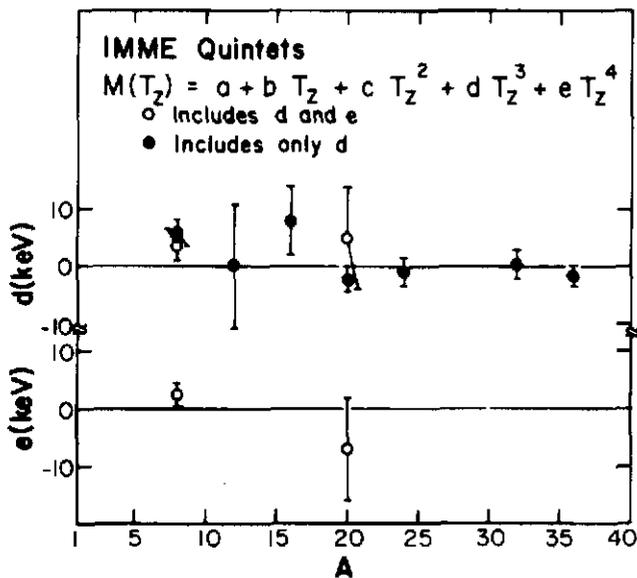


Fig. 44 Valeurs des coefficients d et e de l'équation de multiplet isobarique, calculés pour que les masses des quintuplets d'isospin ( $T = 2$ ), dont au moins quatre sont connues, la vérifient. [D'après J. Cerny et al., CR AMCO 6 East Lansing, 1979 (Plenum Press, New York, 1980), p. 1.]

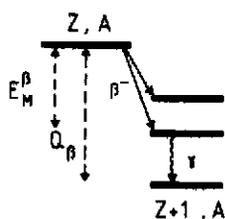
( $T = 2, T_Z = 2, 1, 0, -1, -2$ ) ce sont les interactions coulombiennes ou électrostatiques entre les protons. Toute déviation des masses mesurées serait l'indication d'effets nucléaires fins non inclus dans la théorie simple qui est à la base de l'équation. Les résultats obtenus sur les quintets d'isospin <sup>104</sup>, comme ceux des quartets, montrent que l'expression quadratique simple est valable (fig. 44) et qu'il n'y a aucune évidence pour des effets dépendant de la charge, d'ordre supérieur dans l'interaction nucléaire.

### 5.2.4 Mesures de $Q_\beta$ ( $Q_\alpha$ )

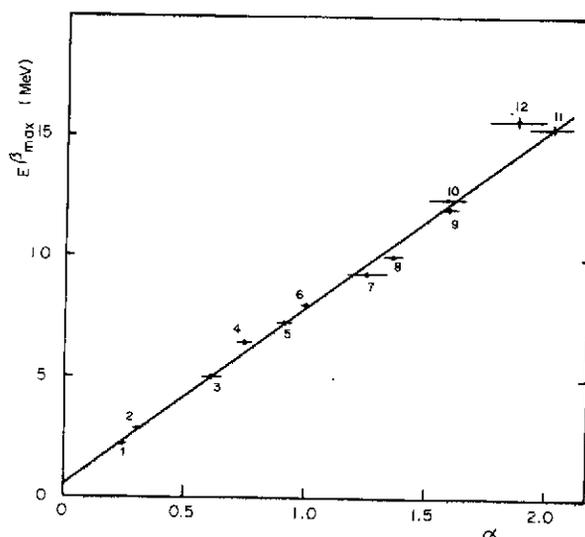
La plupart des masses des noyaux en dehors de la vallée de stabilité ont été déterminées à partir des mesures des énergies de désintégration  $\beta$  ou  $\alpha$  <sup>105</sup>.

Dans le cas de la désintégration  $\beta^-$  d'un noyau  $(Z,A)$  (fig. 45a) par exemple

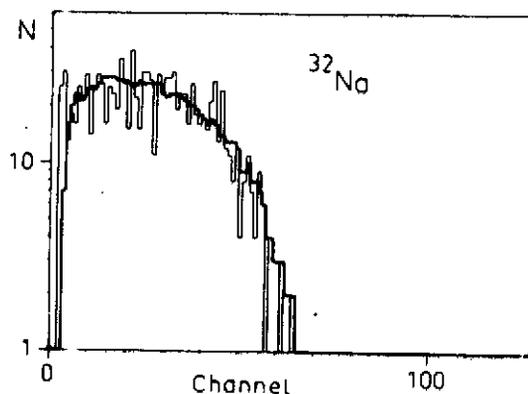
$$Q_\beta = M(A,Z) - M(A,Z+1) = E_{\max}^\beta + E^* .$$



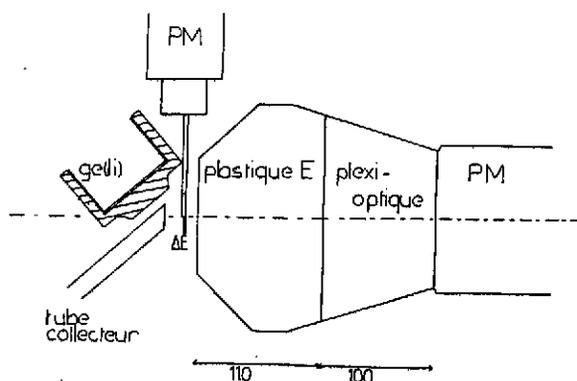
a) Schéma type d'une désintégration  $\beta^-$ .



b) Droite d'étalonnage déterminée par la méthode de superposition des spectres d'énergies. Elle représente la variation du facteur d'affinité  $\alpha$  (pour réaliser cette superposition) avec l'énergie maximum du spectre  $\beta$  concerné. Celui-ci est numéroté suivant le  $\gamma$  pris en coïncidence.



c) Spectre  $\beta$  en coïncidence avec le  $\gamma$  de 0,886 keV du  $^{32}\text{Na}$ . Le trait fort représente le spectre de référence transformé par affinité pour reproduire le spectre expérimental en trait fin.



d) Dispositif expérimental type. Celui-ci a été utilisé pour la détermination des masses de  $^{31-32}\text{Mg}$ . Les deux détecteurs  $\Delta E, E$  travaillent en coïncidence pour confirmer la détection d'un  $\beta$  (et non  $\gamma$ ). Le Ge-Li détecte les  $\gamma$  en coïncidence.

$E_{\max}^{\beta}$  est l'énergie maximum du spectre d'énergie des particules  $\beta$  émises; c'est la grandeur qu'on mesure. La méthode d'abord utilisée pour déterminer la valeur extrême d'un spectre ("end point") en évitant les erreurs systématiques nécessitait des précautions expérimentales très grandes, en particulier une étude soignée de la fonction de réponse du détecteur et un traitement mathématique important. C'était la méthode des droites de Kurie que nous ne citons ici que pour mémoire. Une autre méthode, utilisée pour la première fois par Goosman et Alburger<sup>106</sup> et développée à Orsay par l'équipe de Le Beyec<sup>107</sup>, est particulièrement intéressante. Elle est basée sur l'observation que tous les spectres  $\beta$ , même imparfaits, pris par le même détecteur, se déduisent les uns des autres par une affinité dont le rapport  $\alpha$  est relié linéairement à  $E_{\max}^{\beta}$  (fig. 45). La valeur de  $E_{\max}^{\beta}$  est alors déterminée, non plus à partir de quelques événements à l'énergie maximum, mais de tout le spectre, ce qui permet de bénéficier d'une statistique bien meilleure. L'incertitude due à la méthode elle-même (non-linéarité de  $\alpha$ ) est de l'ordre de 10 à 20 keV, bien inférieure aux autres erreurs.

La détermination de  $Q_{\beta}$ , dont on déduit par différence la masse d'un des deux noyaux (celle de l'autre étant connue), exige d'autre part une bonne connaissance du schéma de désintégration:  $E^*$  est l'énergie du  $\gamma$  en coïncidence avec les  $\beta$  dont on mesure l'énergie. S'ils alimentent l'état fondamental,  $E_{\max}^{\beta} = Q_{\beta}$ . Plus les noyaux sont éloignés de la vallée de stabilité, plus le  $Q_{\beta}$  est grand et plus les schémas sont complexes.

La précision globale obtenue dépend de la possibilité d'étalonnage (droite de la figure 45b) dans le domaine d'énergie de  $E_{\max}^{\beta}$  à mesurer, de la statistique, et de la connaissance du schéma. On peut atteindre des précisions de 100 keV, voire mieux. Il faut remarquer qu'il est des cas où une précision même médiocre peut être significative. Par exemple, la masse de  $^{32}\text{Mg}$  a été déterminée à partir de celle de  $^{32}\text{Na}$  (plus exotique!), le  $Q_{\beta}$  de  $^{32}\text{Na}$  étant mesuré avec 1,4 MeV d'incertitude à cause de la faible statistique. Cette mesure, avec celle de  $^{31}\text{Mg}$ , a permis de mettre en évidence une bosse dans la courbe  $S_{2n}$  (fig. 39) dont l'interprétation la plus probable est une transition de forme<sup>108</sup>.

### 5.2.5 Les tables de masses

Les mesures des masses nucléaires sont finalement toutes des mesures relatives, qui s'expriment sous la forme de relations entre deux ou plusieurs masses. Wapstra a initié dès 1945 une analyse de l'ensemble de ces relations par une méthode des moindres carrés qui pondère chacune d'elles par son incertitude expérimentale. Elles forment un système d'équations (aujourd'hui 4 à 5000) qu'il est possible de résoudre après réduction, moyennant certaines conditions (toutes les relations doivent être linéaires et leur nombre supérieur ou au moins égal au nombre de masses à déterminer). C'est l'origine de la table de masses publiée périodiquement<sup>1</sup>.

### 5.3 Détermination expérimentale des rayons et moments des noyaux loin de la stabilité

#### 5.3.1 Historique

Certaines propriétés nucléaires se manifestent sur les spectres atomiques donnant naissance à leur structure hyperfine. C'est ainsi que l'étude de la structure hyperfine des spectres optiques a été l'une des premières sources d'information sur la structure nucléaire, permettant la mesure des spins, moments et rayons des noyaux. La spectroscopie optique peut figurer parmi les plus anciennes techniques de physique nucléaire.

En 1940, l'ensemble des résultats acquis sur les *moments* à l'aide de lampes spectrales et d'interféromètres sont publiés dans la première édition du livre de Kopfermann<sup>109</sup>. Mais, à cause de la largeur Doppler des raies optiques ( $\sim 16$  Hz), seuls les niveaux hyperfins les plus espacés (rencontrés en général pour les éléments lourds  $Z > 40$ ) peuvent être séparés.

En 1956, au moment de la seconde édition du livre<sup>110</sup>, la deuxième génération d'expériences s'achève: tous les noyaux stables ont été passés en revue avec les nouvelles méthodes de spectroscopie radiofréquence, qui donnent alors les meilleures résolutions. Les expériences de diffusion d'électrons de grande énergie apportent ensuite des informations précises sur la *distribution de charge des noyaux*.

Ces moments et distributions de charge mesurés, sur des *noyaux stables* ont joué un rôle important dans le développement des modèles nucléaires. Les mesures de spin (et en particulier l'observation que tous les noyaux pair-pair ont un spin = 0) sont à l'origine de l'introduction de modèles traitant de l'aspect individuel des nucléons dans le noyau, c'est-à-dire le modèle en couches pour les noyaux sphériques et sa généralisation par Nilsson pour les noyaux déformés. Les moments magnétiques ont été reconnus comme propriété de particules individuelles avant même l'introduction du modèle des couches et ont servi à l'étayer. Les moments quadrupolaires très élevés obtenus pour les noyaux de la région des terres rares ont conduit Rainwater, Bohr et Mottelson au concept de déformation ellipsoïdale et à l'aspect collectif du noyau.

L'application des méthodes purement optiques et de radiofréquence sous leur forme conventionnelle aux noyaux instables pose des problèmes: on dispose de très peu d'atomes, et pendant des temps limités. Avant leur installation en ligne avec un système ISOL, les méthodes les plus sensibles [résonance magnétique sur jet atomique (ABMR), résonance magnétique nucléaire (NMR), détection radioactive et pompage optique (RADOP)] pouvaient s'appliquer pour des quantités de  $10^{12}$ - $10^{14}$  atomes et pour des durées de vie supérieures à 30 min (le plus souvent les échantillons n'étaient pas purs). "En ligne" elles ont fourni les seules données de structure hyperfine loin de la stabilité jusqu'à l'avènement des lasers accordables à colorant, qui ont complètement changé la situation. Ces sources de lumière monochromatique très pures, intenses, parfaitement collimatées

et de fréquence ajustable, ont conduit au renouveau de la spectroscopie optique devenue la spectroscopie laser<sup>111</sup>. Des méthodes spectroscopiques entièrement nouvelles se sont développées, représentant un gain considérable en résolution ou sensibilité voire même les deux<sup>112,113</sup>.

Avant de présenter quelques-unes des méthodes qui ont été les plus fructueuses dans le cadre des noyaux exotiques, nous allons voir quels sont les paramètres de structure hyperfine importants pour la structure nucléaire, et comment on en déduit: spin  $I$ , moment magnétique  $\mu$ , moment quadrupolaire  $Q$  et rayon (plus exactement variation du rayon carré moyen de charge  $\delta\langle r^2 \rangle$ ).

### 5.3.2 Comment déduit-on les propriétés nucléaires $I$ , $\mu$ , $Q$ , $\delta\langle r^2 \rangle$ , des paramètres de structure hyperfine et du déplacement isotopique?

La structure hyperfine des spectres atomiques est le résultat de l'interaction électromagnétique entre le noyau et les électrons de l'atome. L'énergie d'un état hyperfin caractérisé par les nombres quantiques  $J$ ,  $I$ ,  $F$  ( $\vec{I}$  et  $\vec{J}$  sont respectivement le moment angulaire du noyau et des électrons et  $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ ) s'écrit:

$$W(I, J, F) = W_m + W_e,$$

où  $W_m$  est le terme de l'interaction magnétique,  $W_e$  celui de l'interaction électrique.

#### - Moment magnétique déterminé à partir du facteur spectroscopique A

L'interaction magnétique est le résultat de l'interaction du moment magnétique dipolaire  $\mu$  du noyau avec le champ magnétique  $H_e$  créé par les électrons au niveau du noyau. Elle crée une décomposition des niveaux:

$$W_m = A/2 [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)].$$

$F$  prend les valeurs  $I + J$ ,  $I + J - 1$ , ...,  $|I - J|$ ; les niveaux d'énergie de l'atome sont décomposés en  $2J + 1$  ou  $2I + 1$  sous-niveaux selon que  $I$  est plus grand ou plus petit que  $J$ . Si  $J > I$ , le nombre de composantes du "multiplet hyperfin" permet donc de connaître  $I$ . Le facteur  $A$  de structure fine est une fonction du moment magnétique  $\mu$ , qui, en première approximation, est la même pour tous les isotopes d'un même élément

$$A = \mu H_e / IJ.$$

On ne retiendra que la relation de proportionnalité permettant de déduire  $\mu_j$  à partir des mesures de  $A$  si  $(A, \mu)$  est connu pour un isotope stable particulier  $j$

$$A_i I_i / \mu_i = A_j I_j / \mu_j.$$

On verra plus loin comment on détermine le spin dans le cas général.

#### - Moment quadrupolaire déterminé à partir du facteur spectroscopique B

L'énergie d'interaction électrostatique  $W_e$  crée un déplacement des niveaux:

$$W_e = B \frac{3/2 C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)},$$

où  $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ .

Le facteur B est proportionnel au moment quadrupolaire spectroscopique  $Q_s$  (projection du moment quadrupolaire intrinsèque  $Q_0$  sur l'axe de  $\vec{I}$ ):

$$B = eQ_s \frac{\partial^2 V}{\partial^2 z};$$

$\partial^2 V / \partial^2 z$  est le gradient de champ électrique créé par les électrons. Comme pour A, il suffit de savoir que  $B = SQ_s$ , le facteur d'échelle S étant déterminé à partir des valeurs de B et  $Q_s$  d'un isotope stable (déterminés à partir de la structure hyperfine des atomes muoniques), pour déduire les moments quadrupolaires des isotopes instables à partir de mesures de B. Néanmoins la plupart des moments quadrupolaires reposent sur des calculs théoriques de la partie électrique de l'interaction quadrupolaire.

La figure 46 montre la décomposition des niveaux fins des atomes alcalins. L'échelle n'étant pas respectée, l'espacement des niveaux est grossièrement indiqué.

~ Spin déterminé par l'action d'un champ magnétique extérieur faible

Un champ est faible lorsque l'énergie de son interaction avec l'atome est très inférieure à l'énergie d'interaction hyperfine (écart entre deux niveaux hyperfins voisins soit  $\leq 10$  G pour les alcalins). Dans un champ faible,  $\vec{F}$  s'oriente dans le sens du champ et sa projection  $m_F$  peut

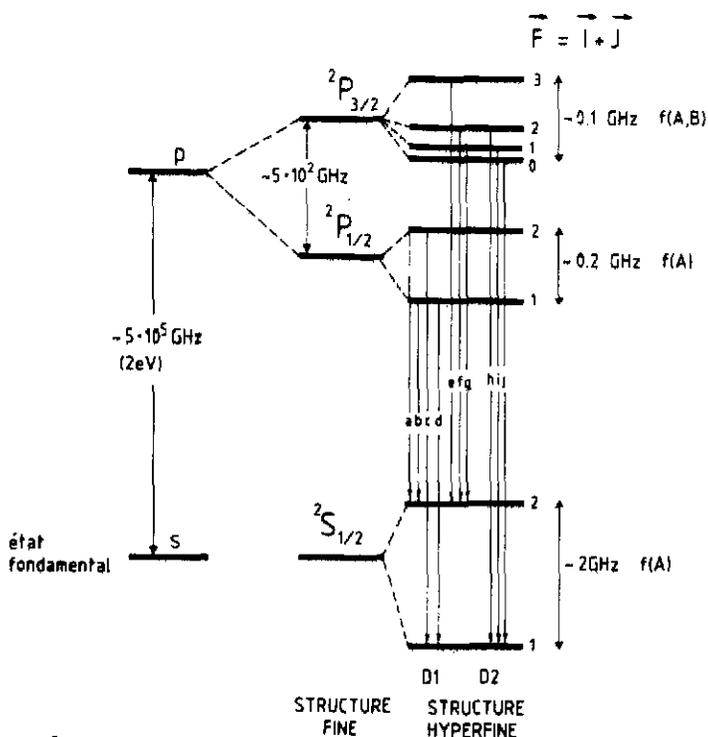


Fig. 46 Schéma de décomposition des deux premiers niveaux de l'atome pour les éléments alcalins et transitions hyperfines (pour  $I = 3/2$ ) correspondant aux raies D1 et D2.

prendre les valeurs  $F, F-1, \dots, -F$ . Chaque niveau  $F$  est décomposé en  $2F+1$  sous-niveaux dont l'énergie est:

$$W_{F,m} = W_F + g_F \mu_B H m,$$

où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr et  $g_F$  le facteur de Landé. Avec une bonne approximation il peut se réduire à:

$$g_F \approx g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)};$$

dans le cas des alcalins et de quelques autres éléments (Au, Ag, Cu, ...):  $J = 1/2$  et  $F = I \pm 1/2$ , donc  $g_F \approx \pm g_J / (2I+1)$ .

L'énergie d'interaction, c'est-à-dire l'écart entre le sous-niveau  $m_F$  et le niveau hyperfin  $F$ , dépend donc de  $g_J$ , facteur atomique qu'on sait déterminer, et du spin  $I$ . En mesurant l'écart entre deux sous-niveaux Zeeman adjacents d'un même niveau hyperfin  $F$ , on détermine  $\mu_B H / (2I+1)$ , donc  $I$ . Si l'on reprend l'exemple de la figure 46, ces écarts sont de l'ordre du MHz pour des champs de 5 G.

#### - Variation $\delta\langle r^2 \rangle$ déduit du déplacement isotopique des structures hyperfines

Les centres de gravité des structures hyperfines de deux isotopes  $i$  et  $j$  sont déplacés l'un par rapport à l'autre d'une quantité qu'on appelle le déplacement isotopique, résultat du changement de volume et de masse des noyaux  $i$  et  $j$ :

$$\delta v_{ij} = (\delta v_{ij})_{\text{masse}} + (\delta v_{ij})_{\text{vol}}.$$

Le terme  $(\delta v_{ij})_{\text{vol}}$  résulte de l'effet de la distribution spatiale de la charge du noyau sur les énergies des électrons (les trajectoires de certains électrons pénètrent à l'intérieur du volume occupé par les protons du noyau). On peut montrer que la diminution d'énergie d'un niveau électronique par rapport à sa valeur si le noyau était ponctuel, est proportionnelle à la distance quadratique moyenne  $\langle r^2 \rangle$  des charges nucléaires par rapport au centre et  $(\delta v_{ij})_{\text{vol}} \propto \delta \langle r^2 \rangle_{ij}$ . remarquons qu'il est question ici de rayon de charge; il ne se confond avec le rayon nucléaire que si protons et neutrons sont mélangés de façon homogène dans le noyau. Pour extraire l'information sur  $\delta \langle r^2 \rangle$  de la mesure du déplacement isotopique, il faut donc d'abord évaluer le "déplacement de masse"  $(\delta v_{ij})_{\text{masse}} \propto (M_j - M_i) / (M_i M_j)$ . S'il est négligeable dans le cas des atomes lourds ( $Z > 50$ ), il est prépondérant dans le cas des atomes légers. La détermination de la constante de proportionnalité n'est pas facile, car à l'effet normal de masse qu'on sait calculer s'ajoute un effet spécifique, qui dépend de l'interaction entre les électrons orbitaux, beaucoup plus difficile à évaluer. Lorsque cela est possible, on fait une calibration à partir des mesures de déplacement isotopique obtenus par d'autres méthodes (diffusion d'électrons ou atomes muoniques):

trois isotopes stables, ou au moins deux, sont alors nécessaires. Dans ce dernier cas, la constante de proportionnalité entre  $(\delta v_{ij})_{vol}$  et  $\delta \langle r^2 \rangle_{ij}$  doit être calculée. Lorsque l'élément étudié ne possède qu'un seul isotope stable, comme Na par exemple (cas particulièrement difficile puisque l'effet de masse  $\gamma$  est environ 50 fois plus grand que l'effet de volume), on calcule la constante de l'effet de masse, soit "théoriquement", soit à partir de la comparaison entre  $\delta \langle r^2 \rangle$  mesuré et  $\delta \langle r^2 \rangle$  calculé par un modèle.

### 5.3.3 Principales méthodes expérimentales

#### a) Spectroscopie radiofréquence

Les quantités I, A, B peuvent être déterminées en mesurant les transitions entre sous-niveaux hyperfins (sous-niveaux Zeeman) appartenant au même niveau de structure fine dans l'état fondamental ou dans un état excité. Les fréquences de ces transitions étant du domaine des radiofréquences, ce type de spectroscopie est appelé "spectroscopie radiofréquence". En outre, ces transitions n'étant permises que pour un rayonnement dipolaire magnétique, l'interaction observée entre les atomes et le champ extérieur est une résonance magnétique.

Cette spectroscopie possède les avantages suivants:

- i) la fréquence est mesurée directement et non pas par différence entre deux fréquences plus élevées;
- ii) L'élargissement Doppler, proportionnel à la fréquence, est négligeable à ces basses fréquences comparé à la largeur naturelle de la raie;
- iii) Dans certains cas, c'est une méthode très sensible, donc appropriée à l'étude des atomes radioactifs très rares.

#### - Comportement des niveaux hyperfins dans un champ magnétique

La plupart des transitions radiofréquences sont observées dans un champ magnétique extérieur. Elles dépendent donc des énergies des sous-niveaux magnétiques  $m_F$ . Sans entrer dans le détail des calculs, le diagramme de la figure 47 présente les caractéristiques générales de ces niveaux dans le cas simple  $J = 1/2$ . On peut distinguer trois régions différentes suivant les valeurs du champ.

- i) La région des champs faibles (quelques gauss) est la région de l'effet Zeeman linéaire, où  $F$  et  $m_F$  sont des bons nombres quantiques. On a vu plus haut comment on pouvait déterminer I avec un champ faible.
- ii) La région intermédiaire, où l'énergie Zeeman et l'énergie hyperfine deviennent comparables, et  $F$  n'est plus un bon nombre quantique. Les niveaux commencent à se grouper suivant  $m_J$ . Les niveaux de  $F$  différents et de même  $m_F$  se repoussent, alors que ceux de  $m_F$  différents

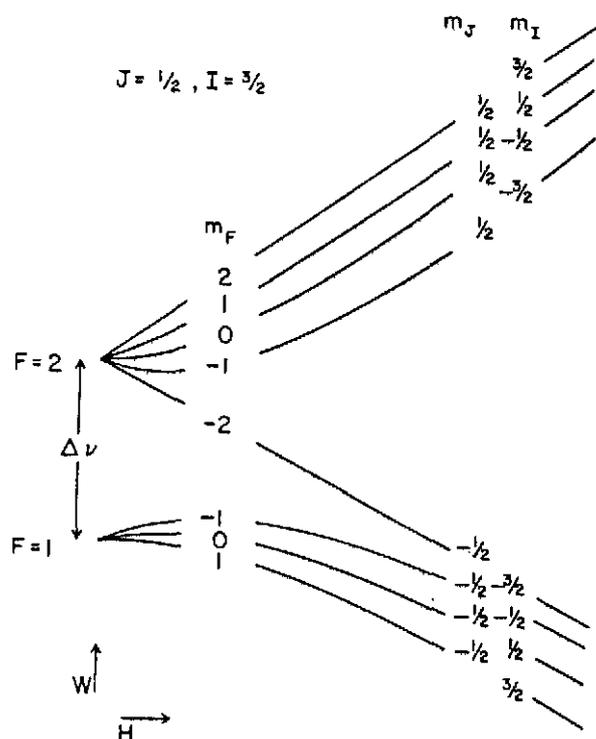


Fig. 47 Niveaux hyperfins dans un champ magnétique pour  $J = \frac{1}{2}$ ,  $I = \frac{3}{2}$ . L'abscisse est proportionnelle à  $g_J \mu_B H / \Delta\nu$ . C'est la situation de l'état fondamental de l'atome pour les alcalins et quelques autres éléments avec la valeur correspondante de  $I$ .

peuvent se croiser. Les fréquences des transitions entre niveaux qui se repoussent sont utilisées pour les mesures précises de  $A$  et  $B$ .

iii) La région des champs forts (quelque  $10^3$  gauss), où  $I$  et  $J$  sont découplés et les bons nombres quantiques sont  $m_I$  et  $m_J$  ( $m_F = m_I + m_J$ ). Chaque niveau de structure fine est décomposé en  $2J+1$  groupes contenant  $2I+1$  sous-niveaux. La mesure de l'espacement de ces sous-niveaux fournit une détermination de  $A$  et  $B$ .

#### - Principe d'une expérience radiofréquence

On commence par modifier la population relative de différents états  $m_F$  (ou également d'états  $F$ ), puis on applique un champ r.f. qui, lorsque la fréquence est accordée, induit des transitions qui rétablissent (ou au moins modifient) la population initiale. Le phénomène se traduit par une modification du signal de détection.

Différentes méthodes sont utilisées pour produire et observer ces changements de population. Pour la première opération, on peut utiliser l'action d'un champ magnétique inhomogène sur un jet atomique, la capture de neutrons thermiques polarisés, ou un pompage optique. Pour la seconde, on trouve les méthodes complémentaires des précédentes et qui peuvent être combinées à elles de différentes façons.

Je donnerai deux exemples de ces méthodes: la résonance magnétique sur jet atomique, méthode classique de mesure des spins et moments magnétiques développée "en ligne" par C. Ekström et coll. au CERN<sup>114</sup> et la spectroscopie radiofréquence utilisée par la collaboration LRB-LAC\*)

\*) LAC = Laboratoire Aimé Cotton, Orsay, France.

avec pompage optique pour la détermination de la structure hyperfine de l'état fondamental et par double résonance pour celle de l'état excité<sup>115</sup>.

- Résonance magnétique sur jet atomique (ABMR)

Le principe de l'expérience est schématiquement représenté sur la figure 48. Un jet d'atomes de l'isotope à étudier, formé par évaporation à partir d'un four ou d'une feuille chauffée (qui a reçu le faisceau d'ions du séparateur d'isotopes, par exemple), est dirigé vers l'entrée d'un premier aimant inhomogène, le polariseur -- champ et inhomogénéité ayant la même direction -- qui sélectionne certains sous-niveaux magnétiques. Si  $\partial H/\partial z$  est le gradient du champ inhomogène, les atomes sont soumis à une force transversale:

$$F_z = (\partial W/\partial H)(\partial H/\partial z) = \mu_{\text{eff}}(\partial H/\partial z) .$$

Ils se dirigent vers la zone de champ fort ou celle de champ faible suivant le signe de  $\mu_{\text{eff}}$ ; sur la figure les atomes de moments magnétiques effectifs positifs sont sélectionnés. Dans le champ homogène qui suit, un champ r.f. additionnel peut induire une transition vers un sous-niveau de moment magnétique effectif de signe contraire, après quoi le faisceau est analysé par un deuxième champ inhomogène, l'analyseur. N'arrivent au collecteur que les atomes pour lesquels le moment magnétique effectif a changé de signe, ce qui permet de déterminer les fréquences de résonance d'où l'on extrait les informations de structure hyperfine. Ce sont 80% des spins de noyaux exotiques connus qui ont été déterminés par cette méthode, pour laquelle il est nécessaire de disposer d'environ  $10^6$  à  $10^7$  atomes/s. Les éléments inaccessibles par ce procédé sont ceux pour lesquels l'état fondamental de l'atome est un état  $J = 0$  ou ceux dont la température d'évaporation est trop élevée pour former un jet atomique, soit environ une trentaine d'éléments<sup>116</sup>.

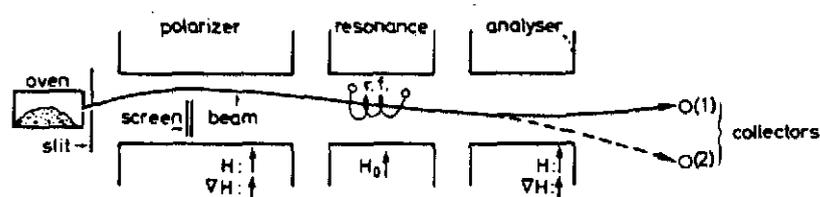


Fig. 48 Schéma de principe d'une expérience de résonance magnétique sur jet atomique.

- Spectroscopie r.f. avec pompage optique (état fondamental)

Le pompage optique a été introduit par Alfred Kastler en 1950<sup>117</sup>. Le principe en est rappelé ici brièvement (fig. 49). Soit deux niveaux A et B; supposons qu'on puisse exciter avec une lumière appropriée un état C seulement à partir de A, C pouvant se désexciter spontanément vers A ou B. Au bout d'un certain temps, les atomes auront été transférés totalement (si aucune transition n'est possible de B vers A) ou partiellement dans l'état B.

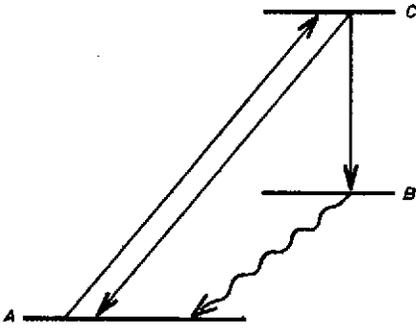


Fig. 49 Principe général du pompage optique (voir texte).

Pour réaliser cette excitation sélective de A vers C, on utilise une lumière monochromatique ou polarisée, ou une combinaison des deux.

Si A et B sont des niveaux hyperfins de l'état fondamental, et C un niveau hyperfin d'un état excité, on parlera de "pompage hyperfin". Il faut que la largeur spectrale de la lumière qui excite soit assez faible pour ne pas exciter un niveau voisin. Ceci est maintenant possible dans un grand nombre de cas grâce aux lasers monomodes accordables.

Si A et B sont des sous-niveaux Zeeman d'un état fondamental F, et C un sous-niveau d'un état excité F', on parlera de pompage Zeeman.

Dans les deux cas, le principe de la mesure repose sur la destruction par une radiation r.f. du pompage optique induit par un faisceau laser. Lorsque  $\nu_{rf}$  est exactement celle séparant les niveaux A et B, le signal redevient ce qu'il était en l'absence de la lumière laser.

#### - Double résonance dans l'état excité

Le principe est toujours de créer une différence de population entre deux niveaux hyperfins d'un même multiplet et de modifier cette inégalité par une transition dipolaire magnétique. La transition la plus adaptée dans le cas des alcalins (fig. 46) est celle qui va de l'état fondamental  $|^2S_{1/2}, F = I + 1/2\rangle$  au niveau excité  $|^2P_{3/2}, F = I + 3/2\rangle$ , parce qu'elle n'induit pas de pompage optique hyperfin à cause des règles de sélection,  $\Delta F = 0 \pm 1$ . Lorsqu'on fixe la fréquence du laser sur cette transition, les atomes passent d'un état à l'autre et peuvent passer une bonne partie du temps de l'interaction avec le laser dans l'état excité. Si l'on induit alors par r.f. la transition dans l'état  $^2P_{3/2}, F = I + 3/2 \rightarrow F = I + 1/2$ , les atomes se désexcitent soit vers le niveau de départ  $|^2S_{1/2}, F = I + 1/2\rangle$  soit vers l'autre niveau de l'état fondamental  $|^2S_{1/2}, F = I - 1/2\rangle$ , d'où ils ne peuvent plus être excités par la fréquence laser fixe. On observe une modification du signal de détection.

#### b) Spectroscopie optique $\equiv$ spectroscopie laser

A la différence de la précédente, elle utilise les transitions entre niveaux hyperfins n'appartenant pas au même multiplet (raies D1 et D2 sur la figure 46). Les intervalles hyperfins apparaissent comme des différences entre fréquences élevées, plus difficiles à mesurer à cause de

leurs largeurs et instabilités. Néanmoins, si la spectroscopie r.f. est plus précise en général pour déterminer I, A, B, la sensibilité de la spectroscopie optique peut être supérieure; surtout, elle seule permet la mesure des déplacements isotopiques ( $\sim$  des variations du rayon de charge).

Méthode proposée dès 1929, elle a d'abord été réalisée avec une lampe conventionnelle à émission, qui était placée entre les pôles d'un aimant dont on faisait varier le champ pour sélectionner l'une des composantes Zeeman. Les raies, bien qu'élargies par l'effet Doppler, étaient assez nettes. Avec un laser monomode à colorant, la largeur de raie est de l'ordre du MHz, plus fine que la largeur naturelle des raies atomiques utilisées en spectroscopie hyperfine. Outre sa *monochromaticité*, la propriété essentielle du laser, pour la spectroscopie des atomes rares, est son *intensité*. Il représente un gain de 5 ordres de grandeur par rapport à la lampe monochromatique accordable.

Différents types d'expériences ont été ou sont réalisées, qu'on pourrait classer suivant le conditionnement des atomes à étudier (vapeur ou jet), la méthode de détection des transitions (optique ou non), enfin le fait que la méthode s'affranchit ou non de l'effet Doppler. J'en présenterai deux à titre d'exemple, celles qui ont été jusqu'à maintenant les plus fructueuses pour l'étude des noyaux exotiques. La première réalise le pompage optique par laser d'un jet atomique, suivi d'une détection magnétique (collaboration LRB-LAC). La seconde pratique une spectroscopie laser collinéaire sur faisceau rapide (groupe de Mayence au CERN).

- Pompage optique par laser d'un jet atomique  
et détection magnétique (utilisé pour les alcalins)

Le principe, schématisé sur la figure 50, est le suivant<sup>118</sup>. Un jet d'atomes thermiques contenant les noyaux à étudier -- et beaucoup d'autres -- croise à angle droit (pour minimiser l'effet Doppler) le faisceau lumineux d'un laser continu, monomode et accordable, en présence d'un champ magnétique faible, parallèle au faisceau laser. Lorsque la fréquence du laser est accordée sur l'une des composantes hyperfines de la raie D1, le pompage optique induit modifie la population relative des deux sous-niveaux du fondamental et donc aussi la distribution entre

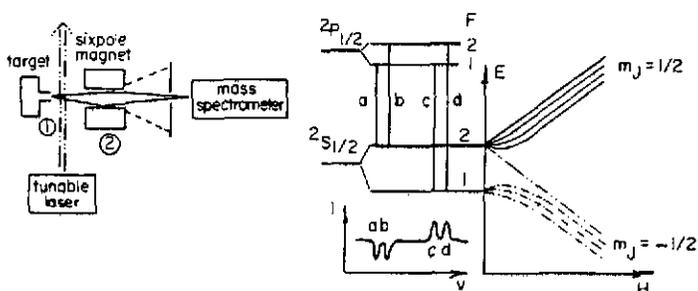


Fig. 50 Principe de l'expérience de spectroscopie laser réalisée sur les éléments alcalins par la collaboration LRB-LAC: pompage optique par laser et détection magnétique.

les niveaux Zeeman  $m_J = +1/2$  et  $m_J = -1/2$ . Le faisceau d'atomes pénètre alors dans le champ magnétique fort, créé par un sextupôle, qui focalise seulement les atomes dans l'état  $m_J = +1/2$ , sur l'ioniseur faisant fonction de source d'ions pour le spectromètre de masse. Celui-ci assure une détection -- à l'aide d'un multiplicateur d'électrons -- sélective et efficace. Le pompage par les transitions a et b se traduit par une diminution du courant d'ions, alors que le pompage par les transitions c et d fait croître ce courant suivant le schéma de la figure 50.

Pour ne pas perdre la résolution permise par certains lasers dont les largeurs de raie n'excèdent pas le MHz, il faut néanmoins que la fréquence du laser reste stable pendant tout le temps de la mesure, qui peut durer plusieurs heures, et qu'il soit piloté à une fraction de MHz près pendant le balayage. Cela n'a été possible que grâce à un appareil original mis au point au LAC: le sigmamètre.

La méthode de détection non optique utilisée présente l'avantage d'une bonne efficacité et surtout d'un très bas bruit de fond. Jusqu'à 50% des atomes avec  $m_J = +1/2$  peuvent être comptés par le détecteur, et le bruit de fond peut être réduit à un coup par seconde. Elle est néanmoins limitée aux alcalins. L'analyse par le sextupôle exige des atomes paramagnétiques, et la détection par le spectromètre de masse après ionisation est particulièrement efficace dans le cas des alcalins.

#### - Spectroscopie laser collinéaire sur faisceau rapide

Cette méthode utilise directement le faisceau d'ions énergiques du séparateur, qui n'est donc pas arrêté pour préparer un jet d'atomes thermiques comme dans les autres méthodes<sup>119</sup>. Elle est limitée uniquement par les performances de la source d'ions du séparateur (productions, délais, efficacité d'ionisation), et par le domaine de fréquences couvert par les lasers à colorant actuels. En effet, seules les fréquences des spectres atomiques sont dans le domaine accessible avec les lasers accordables à colorants, et le faisceau d'ions doit être neutralisé (par échange de charge) pour interagir avec le faisceau laser.

La méthode repose sur les propriétés d'espace de phase d'un faisceau d'ions accéléré: la dispersion en énergie de ce faisceau reste constante au cours de l'accélération électrostatique, or

$$\delta E = \delta(1/2 mv^2) = mv \delta v .$$

L'augmentation de la vitesse  $v$  s'accompagne d'une réduction de la dispersion correspondante  $\delta v$ , donc de l'élargissement Doppler  $\delta v_D = v_0(\delta v/c)$ ,  $v_0$  étant la fréquence de la transition optique utilisée (fig. 51). Si  $U$  est le potentiel d'accélération,  $1/2 mv^2 = eU$  et  $v = \sqrt{2eU/m}$ , on a donc

$$\delta v_D = v_0 \delta E / \sqrt{2eUm}c^2 .$$

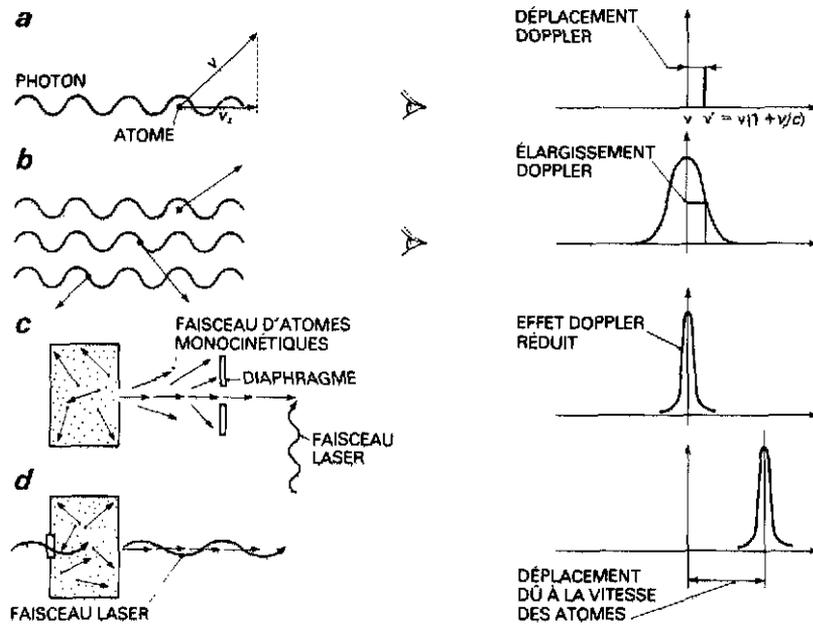


Fig. 51 Rappel sur l'effet Doppler: a) Si un atome isolé A émet une fréquence  $\nu$ , un observateur perçoit la fréquence  $\nu' = \nu(1 + V_z/c)$ . b) Au sein d'une vapeur, les atomes qui subissent l'agitation thermique ont des vitesses dont les directions varient au hasard. Les différentes valeurs des composantes  $V_z$  suivant l'axe d'observation donnent des déplacements de fréquence dont le résultat est un élargissement des raies perçues par l'observateur. Cette "largeur Doppler" est plus grande pour les atomes les plus légers et en règle générale l'ordre de grandeur de  $\delta\nu$  est de quelques millièmes de la fréquence. c) Dans le cas d'un jet atomique défini par deux fentes et se propageant dans le vide, les trajectoires des atomes sont rectilignes et presque parallèles. Si l'on observe ce jet perpendiculairement ou si on l'excite au moyen d'un faisceau lumineux perpendiculaire, tous les  $V_z$  sont voisins de zéro et la largeur Doppler est fortement réduite. d) Une autre façon de former un jet atomique consiste à communiquer aux atomes soumis à l'agitation thermique une vitesse élevée de translation  $V$ . Si ce jet rapide est excité à l'aide d'un faisceau lumineux collinéaire, les fréquences sont déplacées par effet Doppler; l'accélération des atomes produit une compression de vitesse apparente qui a pour effet de rendre négligeable l'élargissement Doppler dû à l'agitation thermique. [D'après P. Jacquinet et R. Klapisch, Pour la science (1980).]

A titre d'exemple, un faisceau d'ISOLDE a une énergie de 60 keV. La dispersion en énergie des ions à la sortie d'une source à thermoionisation de surface est de l'ordre de l'eV. Pour une fréquence  $\nu_0$  de  $5 \times 10^{14}$  Hz (raie Ba I), l'élargissement Doppler n'est plus que de 5 MHz, pour une largeur de raie naturelle de l'ordre de 10 MHz (sans accélération, il est de 2 GHz). La résolution obtenue est alors comparable à celle des méthodes qui s'affranchissent de l'effet Doppler, mais, à la différence de celles-ci, ce n'est pas aux dépens de la sensibilité (la collimation fait perdre un facteur  $10^3-10^4$ ). La distribution des vitesses n'est pas affectée par le processus d'échange de charge au cours duquel 50 à 70% des ions sont neutralisés.

La figure 52 montre l'installation expérimentale utilisée par le groupe de Mayence à ISOLDE. Le faisceau d'ions est défléchi pour être superposé au faisceau laser et neutralisé dans la cellule d'échange de charge. La lumière laser est absorbée par les atomes à chaque fois que la fréquence "déplacée" correspond à une transition possible. Le déplacement Doppler est en effet très grand par rapport aux fréquences observées:

$$\Delta\nu_D = \nu_0 v/c = \nu_0 \sqrt{2eU/mc^2} ;$$

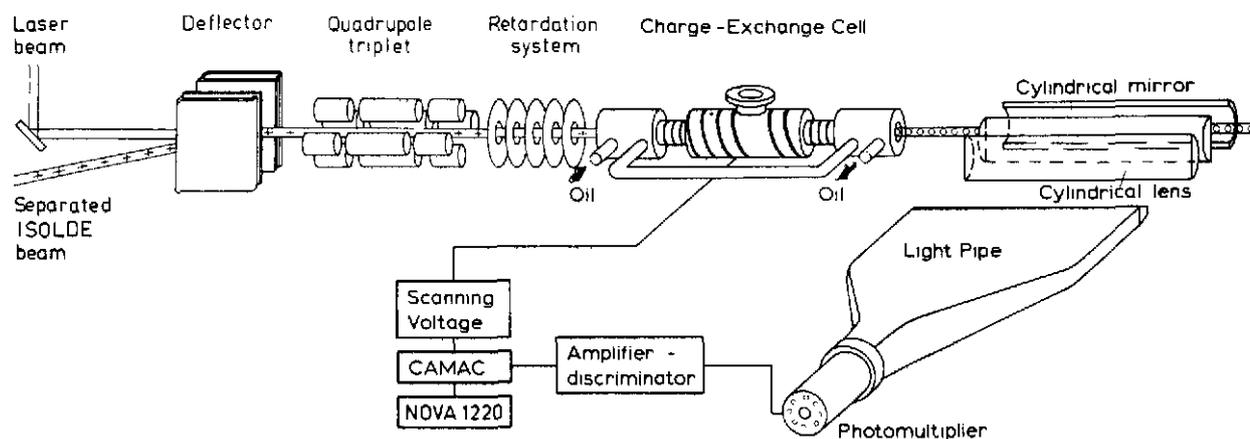


Fig. 52 Dispositif expérimental utilisé pour la spectroscopie laser collinéaire par le groupe de Mayence. [D'après R. Neugart, CR Zinal, 1980, Nucl. Instrum. Methods 186 (1981) 165.]

Il varie en sens inverse de l'élargissement Doppler  $\delta\nu_D$ ; dans le cas de l'exemple de la raie du Ba citée plus haut,  $\Delta\nu_D \approx 500$  GHz.

Au lieu de balayer la fréquence du laser c'est le déplacement Doppler qu'on fait varier en appliquant une tension programmable à la cellule d'échange de charge (entre -10 et + 10 kV) qui post-accélère les ions juste avant leur neutralisation. On peut ainsi enregistrer les spectres de différents isotopes pour une fréquence fixe du laser, et calibrer l'échelle des fréquences par des mesures précises de tensions. La tension doit bien évidemment être stabilisée en conséquence. Il est possible d'atteindre ainsi une résolution meilleure que le MHz, ce qui conduit à la détermination des constantes de structure hyperfine avec une précision de l'ordre de 20%.

La détection se fait par comptage des photons de fluorescence collectés par une lentille cylindrique sur une largeur de 20 cm. Ici seulement  $\sim 2 \times 10^{-3}$  des photons émis sont détectés; et le bruit de fond est  $10^2$  à  $10^3$  fois supérieur à ce qu'il est avec la détection magnétique de l'expérience décrite précédemment. Cependant, la perte résultant de la collimation du jet d'atomes dans celle-ci fait qu'au total les deux expériences ont à peu près la même sensibilité:  $10^4$  à  $10^5$  atomes/s sont nécessaires pour réaliser des mesures de structure hyperfine.

La plupart des résultats acquis sur la structure hyperfine des noyaux loin de la stabilité l'ont été ces dernières années, et par les trois expériences citées plus haut (en ligne avec ISOLDE à l'exception des isotopes de Na et K étudiés directement en ligne avec le synchrotron à protons du CERN). En particulier sont indiquées sur la figure 53 les études systématiques entreprises sur des chaînes d'isotopes:

- i) Avec la méthode ABMR, qui a conduit à la détermination des spins et moments magnétiques;
- ii) Par spectroscopie laser et radiofréquence avec pompage optique (tous les alcalins);
- iii) Par spectroscopie laser collinéaire.

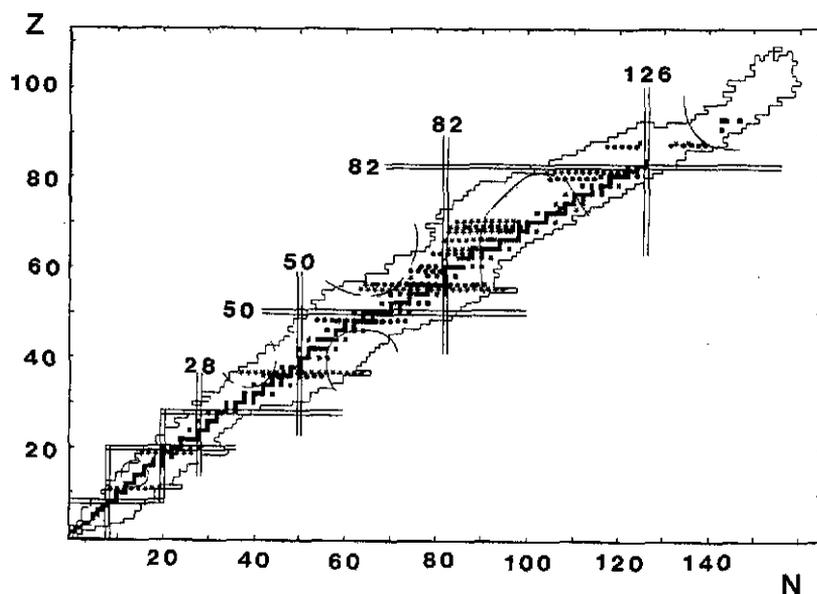


Fig. 53 Chaînes d'isotopes étudiés systématiquement soit par résonance magnétique sur jet atomique (ABMR) (points), soit par spectroscopie laser (étoiles).

Ces deux dernières méthodes permettent la détermination non seulement des spins et moments magnétiques (avec une très bonne précision: par exemple, pour un noyau très exotique comme  $^{92}\text{Rb}$ ,  $\mu = 1,8410 \pm 0,002$ ), mais également celle des moments quadrupolaires et des déplacements isotopiques.

#### 5.3.4 Informations physiques

##### *illustrées par quelques exemples*

L'importance des spins des états fondamentaux n'est plus à démontrer. En particulier, leurs mesures directes par spectroscopie atomique servent de base aux assignations de spin effectuées en spectroscopie nucléaire. La figure 54 montre, à titre d'exemple, comment ils permettent de tester le modèle en couches généralisé de Nilsson. Ce sont les états de Nilsson occupés par le 55<sup>e</sup> proton (Cs) en fonction de la déformation. Les spins de  $^{133}, ^{135}, ^{137}\text{Cs}$  sont mesurés =  $7/2$  donc bien déterminés par l'orbital  $g_{7/2}$  sphérique; le spin de  $^{131}\text{Cs}$  est mesuré =  $5/2$  et correspond à l'orbital  $[413 \ 5/2]$ ; ceux de  $^{129}, ^{127}, ^{125}, ^{123}\text{Cs}$ , mesurés =  $1/2$ , correspondent à l'orbital  $[420 \ 1/2]$ ;

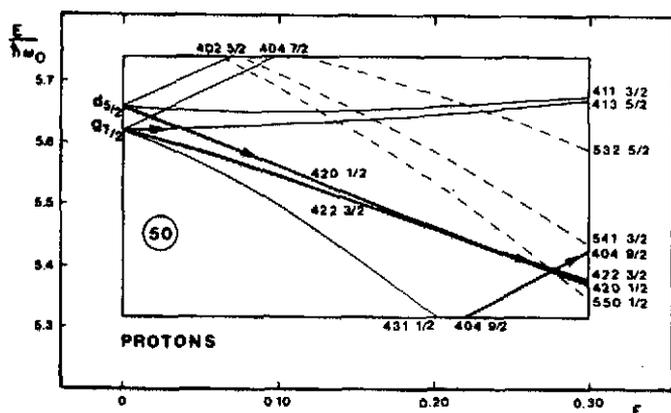


Fig. 54 Diagramme de Nilsson pour les niveaux des protons au-dessus de  $Z = 50$ . Les spins mesurés pour les isotopes de Cs montrent l'évolution de la déformation suivant les flèches. [D'après C. Ekström et al., Nucl. Phys. A292 (1977) 144.]

celui de  $^{121}\text{Cs} = 3/2$  correspond à l'orbital  $[422 \ 3/2]$ ; enfin le spin de  $^{119}\text{Cs} = 9/2$  indique l'orbital  $[404 \ 9/2]$ . Les valeurs de spin définissent ainsi un intervalle de déformation pour les noyaux. Les moments magnétiques permettent de lever toute ambiguïté, si nécessaire, sur l'identification du niveau occupé; ils ne renseignent cependant pas sur la déformation, à laquelle ils sont peu sensibles.

Plus directement reliés à la déformation sont le moment quadrupolaire et le déplacement isotopique.

Le moment quadrupolaire  $Q_0$  est une mesure de la déviation de la distribution de charge par rapport à la symétrie sphérique. Pour un ellipsoïde rotationnel à volume constant, il est directement relié au paramètre de déformation  $\beta$  par  $Q_0 = 3 (5\pi)^{-1/2} Z R_0^2 \langle \beta \rangle$ . Il n'est sensible qu'aux déformations statiques. Ce n'est cependant pas lui qui est mesuré directement par les méthodes présentées plus haut, mais le moment quadrupolaire spectroscopique  $Q_s$ . Le facteur de projection qui les relie dépend du modèle utilisé, et l'interprétation des résultats expérimentaux n'est pas toujours directe. On sait que si  $Q_s \neq 0$  le noyau ne peut être sphérique; pour des noyaux très déformés,  $Q_s = Q_0 \pm (2I-1)/(I+1)(2I+3)$ . Le moment  $Q_0$  pouvant être déterminé directement par d'autres méthodes (probabilités de transition E2 entre niveaux adjacents de bandes rotationnelles ou excitation coulombienne), on n'utilise en général les mesures de  $Q_s$  que pour des compléments d'information.

Beaucoup plus riches de renseignements sont les mesures de déplacement isotopique. Nous avons vu que, par l'intermédiaire de l'effet de volume, elles sont directement reliées au rayon carré moyen de charge  $\langle r^2 \rangle$ . Le déplacement isotopique est la réponse du rayon de charge à une augmentation du nombre seul de *neutrons*.

Si l'on croit seulement le modèle des couches, qui suppose peu d'interaction entre protons et neutrons, le rayon de charge ne devrait pas varier lorsqu'on ajoute des neutrons. Or on observe une variation. Par ailleurs, cette variation le long d'une chaîne d'isotopes n'a pas la régularité supposée par le modèle de la goutte liquide. En effet, si le noyau était une goutte liquide, sphérique, incompressible, son volume serait proportionnel au nombre de nucléons  $A$  et son rayon proportionnel à  $A^{1/3}$ , ce qu'on n'observe pas exactement. L'explication doit donc se situer quelque part entre ces deux extrêmes.

Si, pour deux isotopes, déduire  $\delta \langle r^2 \rangle_{ij}$  du déplacement isotopique  $\delta v_{ij}$  n'est ni simple ni direct, comme on l'a vu plus haut, lorsqu'on le fait sur toute une chaîne d'isotopes on obtient de bonnes informations sur l'évolution de la forme des noyaux de la chaîne. Toute irrégularité dans cette évolution est l'indication que quelque chose se passe (fig. 55): un changement de pente se produit à la traversée d'une couche magique; une rupture de pente est un indice de transition de forme; des oscillations peuvent être un effet de l'appariement dans les noyaux

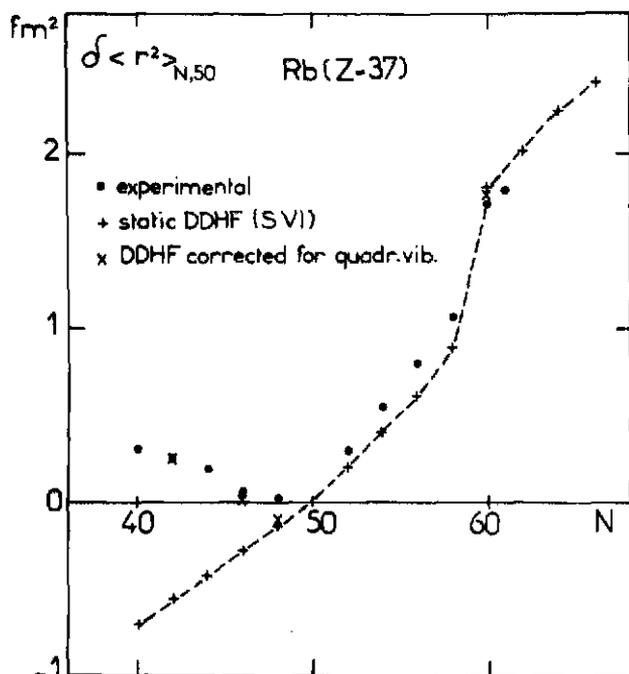


Fig. 55 Variation du rayon carré moyen de charge des isotopes de rubidium. Résultats expérimentaux comparés aux résultats d'un calcul Hartree-Fock (DDHF avec la force de Skyrme VI):  $\delta\langle r^2 \rangle_{N,50} = \langle r^2 \rangle_N - \langle r^2 \rangle_{N=50}$ .

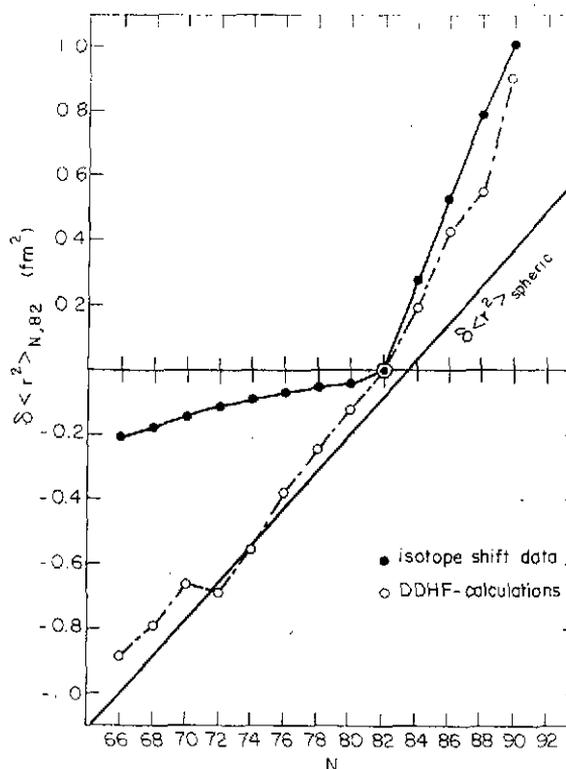


Fig. 56 Variation du rayon carré moyen de charge des isotopes de baryum. Les points sont les résultats de l'expérience, les cercles ceux d'un calcul Hartree-Fock (DDHF, SVI). Le trait noir montre la variation du rayon donnée par le modèle de la gouttelette sphérique (voir texte).

légers. Il est bien sûr intéressant d'interpréter plus quantitativement ces manifestations des données expérimentales. Pour cela, deux voies ont été suivies:

Les calculs Hartree-Fock de champ moyen, dont il a été question dans le chapitre sur les masses, ont fourni également les rayons de charge des noyaux<sup>94</sup>. Les valeurs calculées sont en bon accord avec l'expérience pour les noyaux plus lourds que celui correspondant à la couche magique (en neutrons). Ceci est vrai non seulement pour Rb, comme le montre la figure 55, mais aussi pour Ba<sup>120</sup> (fig. 56) et Xe. Le brusque changement de pente pour  $N = 60$  du  $\delta\langle r^2 \rangle$  des isotopes de Rb sort également des calculs qui indiquent, comme on l'a vu précédemment, un brutal changement de forme permanent des noyaux à partir de cette valeur. L'accord est moins bon pour les noyaux situés au-dessous de la couche magique (c'était vrai aussi pour la variation de  $S_{2n}$  sur la figure 46). On peut l'expliquer par la nature vibrationnelle de ces noyaux, dont le calcul ne peut rendre compte. Si l'on considère néanmoins le caractère *a priori* de ce type de calcul, l'accord obtenu à la fois pour  $S_{2n}$  et  $\delta\langle r^2 \rangle$  est très intéressant.

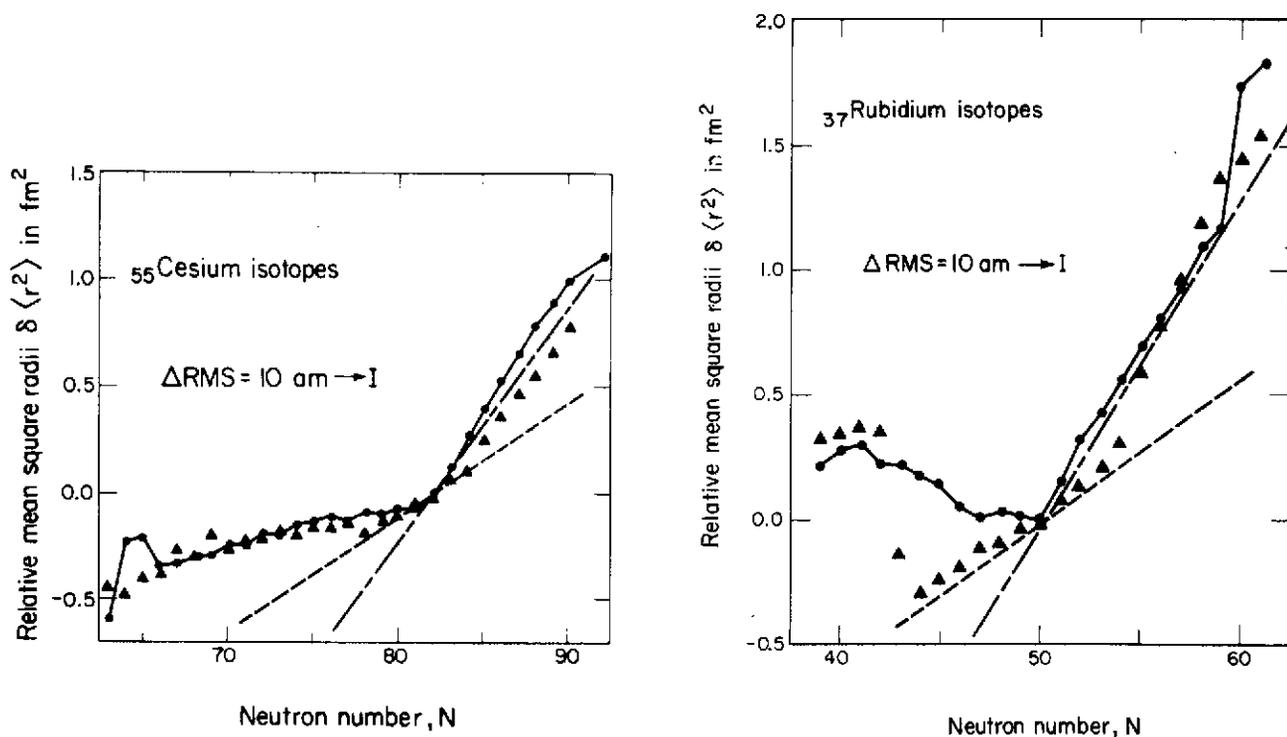
Une autre interprétation consiste à comparer les rayons de charge expérimentaux à ceux calculés par le modèle de la gouttelette<sup>121</sup> (dérivé du modèle de la goutte liquide), qui suppose le noyau sphérique. Les différences observées traduisent des déformations qui, si le modèle est correct, doivent être en accord avec celles qu'on peut déduire des moments quadrupolaires ou des

probabilités de transition  $B(E2)$ . En pratique, on peut montrer que le carré du rayon de charge s'exprime simplement au premier ordre, en fonction de la déformation, moyennant quelques hypothèses sur les surfaces de densité; en supposant la déformation de type quadrupolaire et à volume constant<sup>122</sup>:

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{\text{sph}} \left( 1 + \frac{5}{4\pi} \langle \beta^2 \rangle \right) .$$

$\langle r^2 \rangle_{\text{sph}}$  correspond à la distribution de charge du noyau sphérique ( $\beta = 0$ ); le paramètre de déformation  $\beta$  intervient par son carré, c'est-à-dire que non seulement la déformation statique, mais aussi les fluctuations dans la forme du noyau, déformation dynamique, contribuent au rayon de charge effectif. Un accord satisfaisant est obtenu pour les éléments lourds dont les déplacements isotopiques et la déformation ont été mesurés indépendamment, par exemple Ba, Cs, Xe.

Récemment, Myers et Schmidt, utilisant les très nombreux résultats de mesures de rayon de charge maintenant connus<sup>123</sup>, ont développé un calcul de ce dernier sur la base du modèle de la gouttelette en y incluant des paramètres de déformation calculés. Les résultats qu'ils obtiennent sont, dans leur ensemble, en bien meilleur accord avec l'expérience que ceux qui avaient été précédemment déduits du modèle de la goutte liquide ou de la gouttelette sphérique. La variation du rayon de charge le long d'une séquence d'isotopes est, là aussi, mieux reproduite pour les noyaux lourds (fig. 57).



XBL 834-9063

XBL 834-9064

Fig. 57 Variation du rayon carré moyen de charge des isotopes de Cs et Rb, calculée d'après le modèle de la gouttelette déformée (triangles). Les points reliés par une ligne continue rappellent les résultats expérimentaux, les tirets réguliers ceux du modèle de la gouttelette sphérique et les tirets irréguliers ceux du modèle de la goutte liquide. (La gouttelette introduit essentiellement une peau de neutrons à la surface du noyau.) (D'après réf. 123.)

En conclusion, c'est un domaine qui a enregistré des progrès spectaculaires au cours de ces dernières années, et pour pleinement bénéficier de l'avancée technologique des expériences, il faudrait maintenant avoir une meilleure connaissance des paramètres de structure atomique qui interviennent dans l'évaluation des propriétés nucléaires<sup>124</sup>.

\* \* \*

Dans ce cours, j'ai tenté de présenter l'ensemble des méthodes d'étude des propriétés de l'état fondamental des noyaux loin de la vallée de stabilité. Il est naturellement incomplet et pas toujours très détaillé. Le lecteur intéressé pourra trouver des compléments d'information dans les articles de revue spécialisés (marqués d'un astérisque dans la liste de références). La liste ci-dessous, qui comprend des articles de synthèse et quelques thèses du domaine (en français) soutenues récemment, pourra aussi être consultée.

- J.H. Hamilton, "Probing nuclei far from stability with heavy ions", in "Heavy ion collisions" (North Holland, Amsterdam, 1982), vol. 3.
- P.G. Hansen, "Nuclei far away from the line of beta stability: studies by on line mass separation", Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 29 (1979) 69.
- F. Touchard, Etude par spectrométrie laser de la structure hyperfine et du déplacement isotopique d'isotopes alcalins radioactifs, Thèse No. 2436, Université de Paris-Sud, Orsay (1981).
- G. Audi, Mesures de masses atomiques de noyaux exotiques (par spectrométrie de masse), Thèse No. 2486, Université de Paris-Sud, Orsay (1981).
- Ph. Dessagne, Mesure de masses et études de structure des isotopes riches en neutrons du Zn, Ni, Fe (par études de réactions à deux corps), Thèse 3<sup>e</sup> cycle (rapport IPNO-T-82-04), Orsay (1982).
- D. Guillemaud, Les processus de désintégration  $\beta$  des isotopes de Na et Mg très riches en neutrons, Thèse (rapport IPNO-T-82-05), Université de Paris-Sud, Orsay (1982).
- J. Rachidi, Etude de l'émission de neutrons retardés par la méthode de temps de vol. Applications à <sup>49</sup>K, <sup>50</sup>K, <sup>51</sup>K, Thèse 3<sup>e</sup> cycle No. 1498 (rapport CRN-PN 83-20), Université Louis-Pasteur, Strasbourg (1983).

## REFERENCES

*Les références précédées d'un astérisque \* sont des articles de revue*

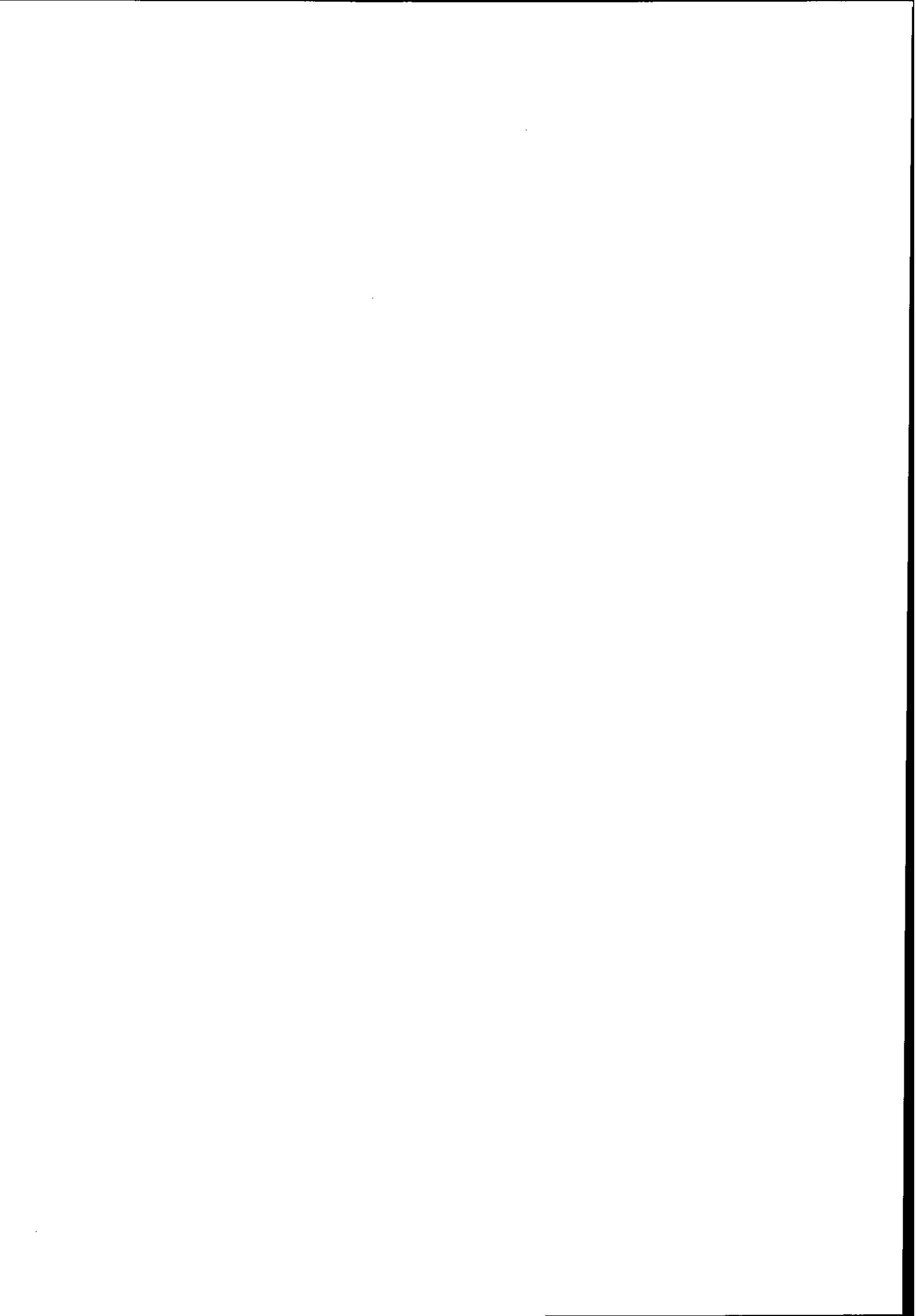
1. Voir par exemple la dernière table de A.H. Wapstra et K. Bos, "The 1977 atomic mass evaluation", *Atom. Data Nucl. Data Tables* 19 (1977) 177. La prochaine doit paraître en 1984 dans *Nuclear Physics*.
2. Nuklidkarte, du Kernforschungszentrum de Karlsruhe, novembre 1981.
3. W.D. Myers and W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys.* 81 (1966) 1.
4. Y.K. Agarwal et al., contribution à la Conférence internationale de physique nucléaire, Florence, 1983.
5. Comptes rendus du Symposium international sur "Why and How Should We Investigate Nuclides Far Off The Stability Line", Lysekil (Suède), 1966, eds. W. Forsling, C.J. Herrlander and H. Ryde, *Ark. Fys.* 36 (1967).
6. G.T. Garvey et I. Kelson, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 197.
7. A.M. Poskanzer et al., *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966) 1271.
8. R. Klapisch et al., *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969) 652.
9. E. Roeckl et al., *Phys. Rev. C* 10 (1974) 1181.
10. C. Thibault et al., *Phys. Rev. C* 12 (1975) 644.
11. C. Detraz et al., *J. Physique L* 41 (1980) 459.
12. R.E. Azuma et al., *Phys. Lett.* 96B (1980) 31.
13. M. Langevin et al., *Nucl. Phys.* A366 (1981) 449.
14. I. Curie et F. Joliot, *CR Acad. Sci.* 198 (1934) 254.
15. J. Chaumont, Thèse No. 726, Faculté des Sciences d'Orsay (1970).
16. C. Detraz, rapport IPNO-PhN 79-01 (1979), présenté à la 5<sup>e</sup> session d'études biennale de physique nucléaire, Aussois, 1979.
17. A.G. Artukh et al., *Nucl. Phys.* A176 (1971) 284.
18. P. Auger et al., *Z. Phys.* A289 (1979) 255.
19. D. Guerreau et al., *Z. Phys.* A295 (1980) 105.
20. E. Runte et al., pré tirage Darmstadt, GSI 82-34 (1982).
21. R. Kirchner et al., *Nucl. Phys.* A378 (1982) 549.
22. T. Sikkeland et al., *Phys. Rev.* 169 (1968) 1003.
23. G. Münzenberg et al., *Z. Phys.* A309 (1982) 89.

- \*24. P. Armbruster, prêtirage Darmstadt GSI 83-30, présenté à la Conférence internationale de physique nucléaire, Florence, 1983.
- \*25. Y. Le Beyec, rapport Orsay IPNO-RC 79-10 (1979).
26. P.O. Larsson et al., prêtirage Darmstadt GSI 83-15 (1983).
27. S. Hofmann et al., Z. Phys. A305 (1982) 111.
28. S. Della Negra, Thèse (rapport IPNO-T-81-09), Université de Paris-Sud, Orsay (1981).
29. M.D. Cable et al., Phys. Rev. C 26 (1982) 1778.
30. M.D. Cable et al., prêtirage Berkeley LBL 14454 (1983).
31. X. Campi et J. Hüfner, Phys. Rev. C 24 (1981) 2199.  
X. Campi, rapport Orsay IPNO-TH 83-29 (1983).
32. J.D. Bowman et al., Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 614.
33. M. Langevin et al., Phys. Lett. 125B (1983) 116.
34. M. Langevin et al., Phys. Lett. 130B (1983) 251.
35. G.D. Westfall et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1859.
36. T.J.M. Symons et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1979) 60.
37. D. Guerreau et al., rapport Orsay IPNO-DRE 83-19 (1983).
38. J.C. Hill et al., Comptes rendus de la 4<sup>e</sup> Conférence internationale sur "Nuclei Far From Stability", Helsingør, 1981 (rapport CERN 81-09, Genève, 1981), p. 372.
39. J.C. Hill et al., Comptes rendus de la 3<sup>e</sup> Conférence internationale sur "Nuclei Far From Stability", Cargèse, 1976 (Rapport CERN 76-13, Genève, 1976), p. 532.
40. S. Katcoff et al., mêmes Comptes rendus que réf. 39, p. 528.
41. B. Jonson et al., mêmes Comptes rendus que réf. 38, p. 640.
42. Comptes rendus des conférences internationales sur "Nuclei Far From Stability, Leysin, 1970 (Rapport CERN 70-30, 2 vol., Genève, 1970) et Cargèse, 1976 (Rapport CERN 76-13, Genève, 1976).
43. O. Klepper et E. Roeckl, rapport Darmstadt GSI 82-37 (1982).
44. Expérience SC86 de A. Fleury et collaborateurs (CEN Bordeaux-Gradignan).
45. J.M. Nitschke, rapport Berkeley LBL 15894 (1983), à paraître dans Nucl. Instrum. Methods.
- \*46. F.S. Goulding et B.G. Harvey, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 167.
47. G.W. Butler, mêmes Comptes rendus que réf. 39, p. 15.
48. H.A. Enge, Nucl. Instrum. Methods 186 (1981) 413.
49. E. Moll et al., Nucl. Instrum. Methods 123 (1975) 615.
50. C.B. Fulmer et B.L. Cohen, Phys. Rev. 105 (1958) 94.
51. H. Lawin et al., Nucl. Instrum. Methods 139 (1976) 103.
52. I. Bacho et al., prêtirage Doubna JINR P 13-4453 (1969).
53. H. Ewald et al., Nucl. Instrum. Methods 139 (1976) 223.
54. P. Armbruster, Europhysics News 14-819 (1983) 4.

55. R.D. MacFarlane et R.D. Griffioen, Nucl. Instrum. Methods 24 (1963) 461; *in* Nuclear spectroscopy and reactions (Academic Press, San Francisco, 1974), partie A, p. 243.
56. J.P. Dufour et al., mêmes Comptes rendus que réf. 38, p. 711.
57. Comptes rendus de la 10<sup>e</sup> conférence internationale sur "Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications", Zinal, 1980 [Nucl. Instrum. Methods 186 (1981)], parties V et VI.
58. B. Vosicki et al., Nucl. Instrum. Methods 186 (1981) 307.
59. L.C. Carraz et al., Nucl. Instrum. Methods 158 (1979) 69.
60. M. de Saint Simon et al., Nucl. Instrum. Methods 186 (1981) 87.
61. J. Cerny et al., rapport Berkeley LBL 7156 (1977).
62. P.J. Nolan, *in* "Future directions in studies of nuclei far from stability" (North Holland, Amsterdam, 1980), p. 177.
63. E. Rutherford et A.B. Wood, Phil. Mag 31 (1916) 379.
64. G. Gamow, Nature 126 (1930) 397.
65. R.B. Roberts et al., Phys. Rev. 55 (1939) 510.
66. V.A. Karnaukhov et al., Comptes rendus de la 3<sup>e</sup> conférence sur "Reactions between Complex Nuclei", Berkeley, 1963 (University of California Press, Berkeley, 1963), p. 434.
67. R. Barton et al., Can. J. Phys. 41 (1963) 2007.
68. N.K. Skobelev, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 249.
- \*69. J.C. Hardy, *in* "Nuclear spectroscopy and reactions" (Academic Press, New York, 1974), partie C.
- \*70. J. Cerny et J.C. Hardy, Ann. Rev. Nucl. Sci. 27 (1977) 333.
71. R.E. Azuma et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1652 et Phys. Lett. 96B (1980) 31.
72. M.D. Cable et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 404.
73. P. Tidemand-Peterson et al., mêmes Comptes rendus que réf. 38, p. 205.
74. C. Detraz et al., Nucl. Phys. A402 (1983) 301.
75. K.P. Jackson et al., Phys. Lett. 33B (1970) 281.
76. J. Cerny et al., Phys. Lett. 33B (1970) 284.
77. V.I. Gol'dansky, Sov. Phys. Uspekhi 8 (1966) 770.
78. J. Äystö et J. Cerny, même volume que réf. 62, p. 257.
79. V.I. Gol'dansky et L.K. Peker, Sov. Phys. JETP Lett. 13 (1971) 412.
80. M. Langevin et al., prêtirage Orsay IPNO-DRE 83-18 (1983), à paraître.
81. R. Klapisch et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 652.
82. M.J. Murphy et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 455.
83. F.W. Aston, "Mass spectra and isotopes" (E. Arnold and Co., Londres, 1942).
84. C.F. von Weizsäcker, Z. Phys. 96 (1935) 431.
85. Voir par exemple dans le livre de R.D. Evans, "The atomic nucleus" (McGraw-Hill, New York et Londres, 1972), p. 365.
86. Ibid., p. 358.

87. R. Klapisch et al., Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 118.
88. M. Epherre et al., Phys. Rev. C 19 (1979) 1504.
89. Voir le cours de M. Meyer dans ce volume.
90. C. Detraz, mêmes Comptes rendus que réf. 38, p. 361.
91. X. Campi et al., Nucl. Phys. A251 (1975) 193.
92. R. Bengtsson et al., prêtirage Los Alamos LA-UR-83-1834 (1983), à paraître dans Physica Scripta.
93. Voir par exemple "1975 mass predictions", Atom. Data Nucl. Data Tables 17 (1976) 411;  
P. Möller et J.R. Nix, Atom. Data Nucl. Data Tables 26 (1981) 165;  
M. Cauvin et al., Nucl. Phys. A361 (1981) 192.
94. X. Campi et M. Epherre, Phys. Rev. C 22 (1980) 2605.
95. Proposition de D.J. Vieira et al., LAMPF (Los Alamos), 1<sup>er</sup> juillet 1982.
96. Proposition de C. Thibault et al., CERN/PSCC/81-84 (1981).
97. Proposition de H.J. Kluge et al., CERN/PSCC/80-69 (1980).
98. Voir le cours de S. Della Negra dans ce volume.
99. F. Naulin, Thèse 3<sup>e</sup> cycle (rapport IPNO-T-76-07), Université de Paris-Sud, Orsay (1976).
100. M. Bernas, 7<sup>e</sup> session d'études biennale de physique nucléaire, Aussois, 1983 (rapport LYCEN 83-02, Université de Lyon, 1983), p. C2.
101. V.T. Koslowsky et al., mêmes Comptes rendus que réf. 38, p. 115.
102. R.J. Holt et al., Phys. Lett. 69B (1977) 55.
- \*103. K.K. Seth, mêmes Comptes rendus que réf. 38, p. 655.
104. J. Cerny et al., Comptes rendus d'AMCO 6, East Lansing, 1979 (Plenum Press, New York, 1980), p. 1.
105. Voir par exemple, A.H. Wapstra et K. Bos, 2<sup>e</sup> partie de "The 1977 atomic mass evaluation", Atom. Data Nucl. Data Tables 20 (1977) 1.
106. D.R. Goosman et D.E. Alburger, Phys. Rev. C 7 (1973) 2404.
107. S. Della Negra et al., Rev. Phys. Appl. T16 11 (1981) 633.
108. C. Detraz et al., Nucl. Phys. A394 (1983) 378.
109. H. Kopfermann, "Kernmomente" (Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1940).
110. H. Kopfermann, "Kernmomente" (Akademische Verlagsgesellschaft, Francfort, 1956). Edition en anglais: "Nuclear moments" (Academic Press, New York, 1958).
- \*111. A.L. Schawlow, Phys. Today, décembre 1982, p. 46.
- \*112. H.A. Schuessler, Phys. Today, février 1981, p. 48.
- \*113. P. Jacquinet et R. Klapisch, Rep. Prog. Phys. 42 (1979) 773.
114. C. Ekström et al., Nucl. Instrum. Methods 148 (1978) 17.
115. F. Touchard et al., Phys. Rev. C 25 (1982) 2756.
116. C. Ekström, mêmes Comptes rendus que réf. 57, p. 261.
117. A. Kastler, J. Physique 11 (1950) 255.

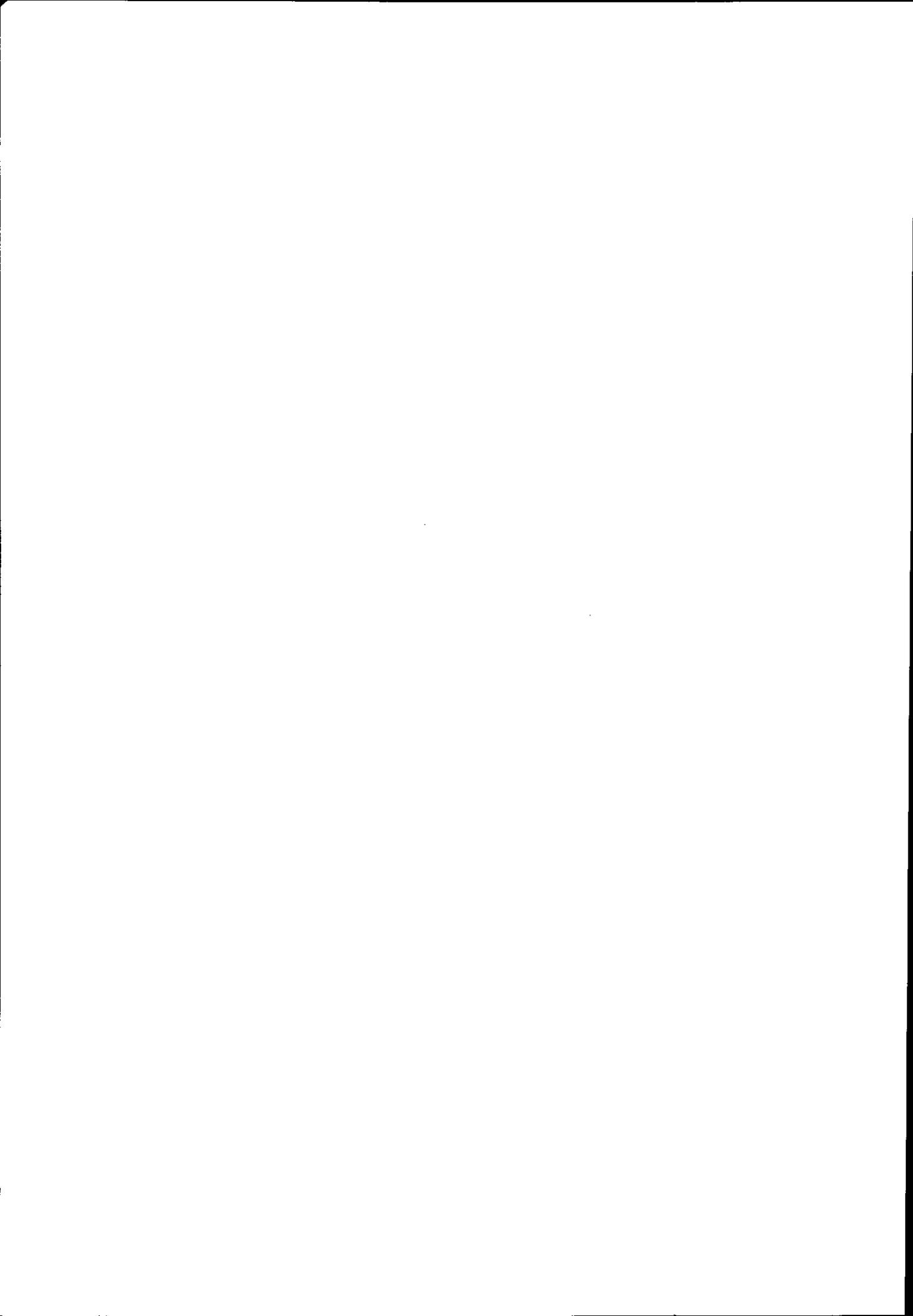
118. C. Thibault et al., *Hyperfine interactions* 9 (1981) 127.
- \*119. E.W. Otten, *Nucl. Phys.* A354 (1981) 471c.
120. A.C. Mueller et al., *Nucl. Phys.* A403 (1983) 234.
121. W.D. Myers, "Droplet model for atomic nuclei" (IFI/Plenum Data Co., New York, 1977).
122. A. Bohr et B. Mottelson, "Nuclear structure" (W.R. Benjamin, New York, 1969), vol. 1, p. 163.
123. W.D. Myers et K.H. Schmidt, prêtirage Berkeley LBL 15446 (1983), à paraître dans *Nuclear Physics*.
124. R. Neugart, prêtirage CERN-EP/82-80, présenté à la Conférence sur "Lasers in Nuclear Physics", Oak Ridge, 1982.



**NOYAUX LOIN DE LA VALLEE DE STABILITE  
EXCITATIONS INDIVIDUELLES ET COLLECTIVES A BASSE ENERGIE**

**M. MEYER**

Institut de Physique Nucléaire, Université Claude Bernard Lyon-1, Villeurbanne

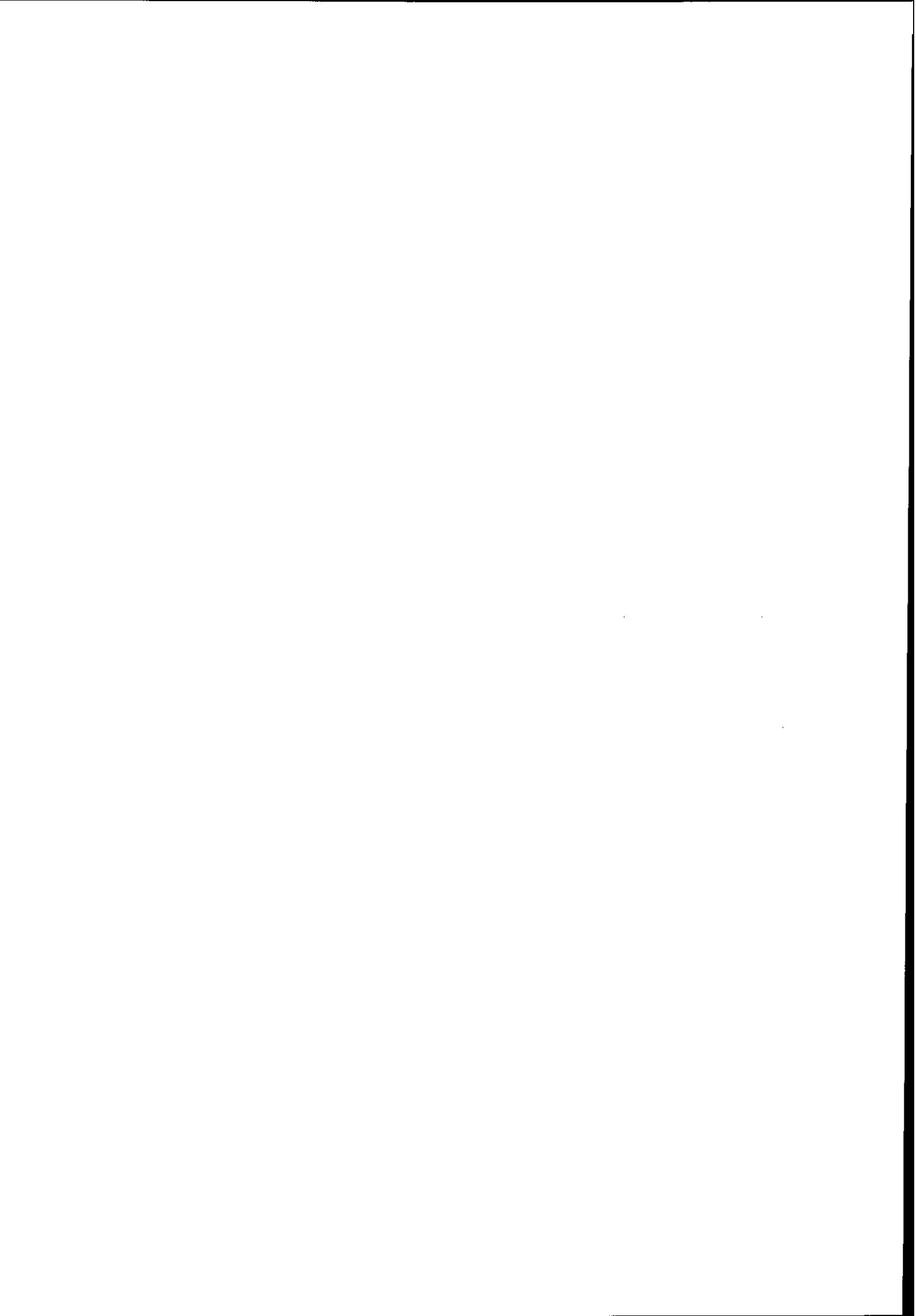


## AVANT - PROPOS

Nous allons nous intéresser dans ce cours à la dualité excitations collectives et individuelles entrant en jeu dans la structure des noyaux situés loin de la vallée de stabilité. Ce type d'études entrepris par A. Bohr en 1952<sup>1</sup> pour les noyaux alors connus, c'est-à-dire proches de la vallée de stabilité, s'est avéré depuis lors d'un intérêt puissant pour la compréhension de la dynamique nucléaire à basse énergie d'excitation.

Depuis Marie Curie la France a toujours été à la pointe des recherches en structure nucléaire sur le plan expérimental. Sur le plan théorique, les travaux effectués à Orsay et au CEA ont hautement contribué à l'étude microscopique des noyaux. La spectroscopie nucléaire est un domaine privilégié de la physique nucléaire où "l'interface" expérience-théorie a été des plus fructueuses. A l'heure actuelle, nous nous trouvons au début d'un grand développement de l'étude des noyaux situés loin de la vallée de stabilité et il convient de dresser le bilan des résultats saillants déjà connus de ce type de physique et aussi d'en dégager les lignes de prolongement et d'extension.

Ce cours s'adresse plus volontiers au physicien débutant ou au physicien confirmé non spécialiste du domaine qu'au physicien spécialiste ; il s'agit d'un cours "charnière" entre expérience et théorie avec un perpétuel va et vient entre les résultats expérimentaux et l'application de concepts théoriques.



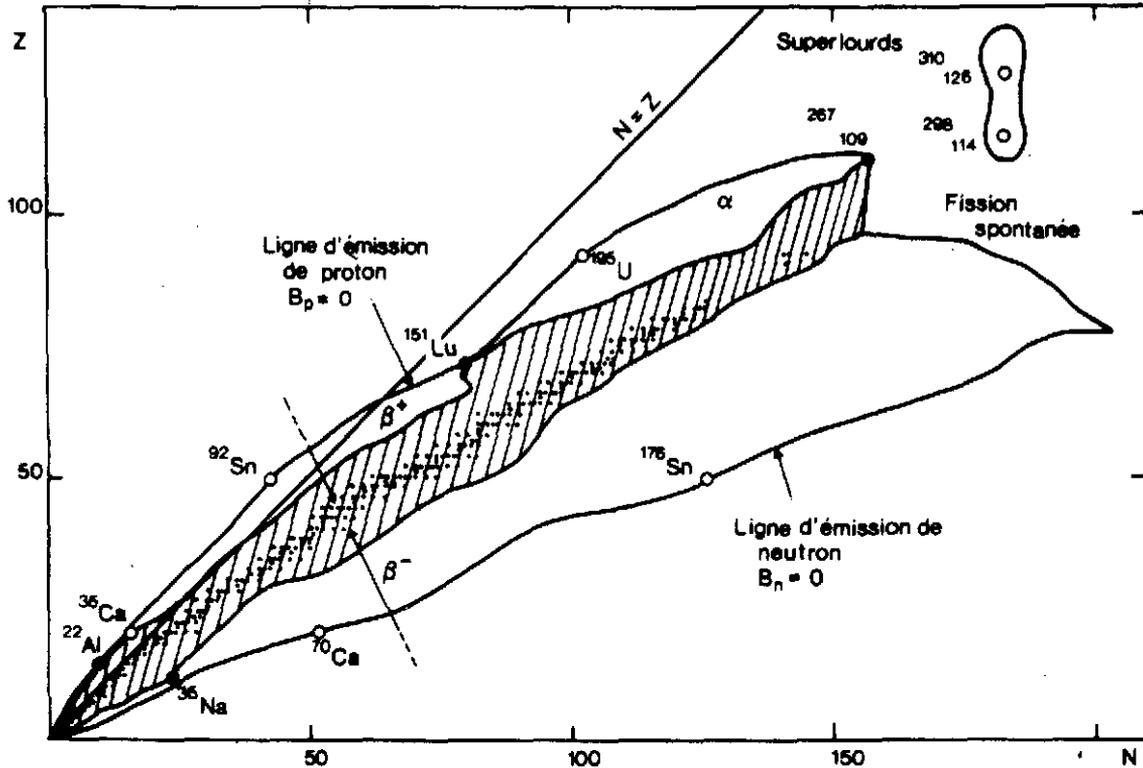
CHAPITRE I  
SPECTROSCOPIE DES NOYAUX EXOTIQUES : QUELQUES RESULTATS TYPQUES;  
NECESSITE D'UN OUTIL THEORIQUE

---

I - INTRODUCTION

1 - Qu'est-ce qu'un noyau situé loin de la vallée de stabilité ?

Les noyaux légers, stables par rapport à l'émission  $\beta$ , se situent approximativement sur la diagonale  $N = Z$  du plan  $(N, Z)$ . A cause de l'effet de Coulomb, les noyaux moyens et lourds stables présentent un excès de neutrons et se placent au-dessous de cette diagonale. L'ensemble des noyaux stables de la charte (par rapport aux émissions  $\beta$ ,  $\alpha$  et fission spontanée) définit ce que l'on appelle la vallée de stabilité ; le mot vallée est plus exact que le mot ligne. Pour un numéro atomique donné  $Z$ , il existe en plus des isotopes stables, de nombreux isotopes instables, déficients en neutrons et excédentaires en neutrons, encore appelés riches en neutrons, qui se disposent sur chaque flanc gauche et droit de la vallée de stabilité. On peut tracer les lignes d'émission de proton (et de neutron) pour lesquelles l'énergie de liaison du dernier proton (neutron) est nulle ; au-delà de ces deux lignes  $B_p = 0$  ( $B_n = 0$ ), appelées en anglais "proton drip line" ("neutron drip line"), ce que l'on peut traduire par "ligne où le proton se met à goutter", la matière nucléaire n'est plus liée. Ces lignes ont été prédites systématiquement par des calculs phénoménologiques, par exemple Moller et Nix<sup>2</sup>, (voir la figure 1)<sup>3,4</sup> et ont pu, par endroits être atteintes expérimentalement, par mesure de l'énergie de séparation  $B_p$  en deçà de la ligne ou par mesure directe de la désintégration proton au-delà, pour le cas  $B_p = 0$ . En dehors des trois types de radioactivité classiques, à savoir les désintégrations  $\alpha$ ,  $\beta$  et fission spontanée, la radioactivité proton directe<sup>5</sup> a été en effet récemment mise en évidence ( $^{53}\text{Co}^m$  avec 247ms de période,  $^{151}\text{Lu}$  avec 85 ms et  $^{147}\text{Tm}$  avec 0,42s), au-delà de la ligne  $B_p = 0$ . Il ne faut pas confondre cette radioactivité proton directe avec la radioactivité proton retardée (différée) où les états excités des noyaux formés par désintégration  $\beta$  peuvent être radioactifs p, n,  $\alpha$  ou fissionner : on parle alors de radioactivité retardée p, n,  $\alpha$  ou fission. Récemment l'émission de 2n et de 2p retardés émis a été observée<sup>6</sup>.



**Figure 1** : Vallée de stabilité et noyaux "exotiques" : dans le plan  $(N, Z)$ , nombres de neutrons et de protons, la vallée de stabilité représentant les noyaux stables apparaît en noir. De part et d'autre de cette vallée, à l'intérieur des lignes d'émission spontanée de neutron et de proton les noyaux "riches" et "déficients" en neutrons sont soumis à des désintégrations  $\beta^-$  et  $\beta^+$ . A l'extérieur de ces "drip-lines" le noyau devient instable par rapport à l'émission de particules. En hachuré sont représentés les noyaux exotiques connus à ce jour ; les points noirs indiquent des noyaux "exotiques" déjà observés et les points blancs des noyaux non encore obtenus.

Il semblerait que le flanc relatif aux noyaux déficients soit à pente raide tandis que celui des noyaux riches est à pente beaucoup plus douce ; autrement dit la vallée de stabilité n'est pas la bissectrice des deux "drip lines". Ceci est dû au fait que, pour les noyaux lourds,  $N$  est supérieur à  $Z$ , ce qui entraîne que la dégénérescence des niveaux est plus faible en proton qu'en neutron. L'ensemble de ces noyaux riches et déficients en neutrons forme ce que l'on appelle les noyaux situés loin de la vallée de stabilité. Ils se désintègrent par émission  $\beta^-$  ou  $\beta^+$  vers cette vallée. On les désigne souvent par l'adjectif noyaux exotiques ; cependant il convient de ne pas les confondre avec les noyaux où interviennent les excitations du nucléon  $N^*$  ou les résonances isobariques de spin  $3/2 \Delta$ , ou avec les hyper-noyaux où un neutron ou proton est remplacé par un baryon étrange tels les  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  ou  $\Xi$ , qui sont tous taxés d'exotisme ; aussi pour rappeler que les noyaux qui nous intéressent dans ce cours sont exotiques seulement vis à

vis de la stabilité nous emploierons l'adjectif "exotique" entre guillemets. Le nombre de noyaux stables (durée de vie illimitée) pour toute la charte est d'environ 300. On a mis en évidence environ 1600 noyaux instables, déficients et riches, qui se désintègrent par les processus de la radioactivité, à ce jour. On estime que près de 6000 noyaux peuvent avoir une existence, c'est-à-dire liés pendant un temps fini, même quelques n. sec. (Les durées de vie des isotopes riches en neutrons décroissent plus vite quand on s'éloigne de la vallée de stabilité que celles des isotopes déficients, pour un  $Z$  fixé pour des masses  $\geq 100$ ). C'est dire qu'il reste plusieurs milliers d'isotopes nouveaux à découvrir, identifier et étudier : le domaine est "jeune" et vaste. Dans ce "Far-West" des noyaux "exotiques" situés près des nouvelles frontières de stabilité, un travail de pionnier reste à accomplir pour découvrir de nouveaux effets structuraux.

## 2 - Quelles propriétés allons-nous étudier ?

Nous ne considérerons que la spectroscopie des états nucléaires excités, de basse énergie d'excitation, jusqu'à quelques MeV. Rappelons que le mot spectroscopie désigne, au sens de la mécanique quantique, l'étude du spectre de l'hamiltonien du noyau, c'est-à-dire la recherche des énergies et des vecteurs propres. Toutes les propriétés globales de ces noyaux "exotiques" dans leur état fondamental, y compris leurs modes de désintégration sont présentées sur le plan expérimental dans le cours de Marcelle Epherre. Nous ne discuterons le niveau fondamental que pour dégager une vue unitaire de la structure de ces noyaux, incluant état fondamental et niveaux excités de basse énergie

Pourquoi cette limitation en énergie ? Les noyaux "exotiques" sont difficiles à produire et à identifier et les méthodes expérimentales qui permettent de les étudier ne permettent guère, comme nous allons le voir, de dépasser quelques unités de MeV d'énergie d'excitation. Le lecteur pourra consulter les cours de Henri Sergolle et Zdislav Szymanski pour l'étude des niveaux de très haut spin, plus ou moins exotiques. Les résonances géantes à plus haute énergie (voir par exemple le cours de Jean-Paul Blaizot) ou les excitations de trous profonds (cours de Claude Mahaux) ne sont étudiés pour l'instant que pour des noyaux stables, de par la nécessité d'avoir des cibles.

## 3 - Quels sont les moyens mis en oeuvre pour les étudier ?

Les réactions nucléaires violentes permettent de produire les noyaux "exotiques". Les deux méthodes pour atteindre la structure à basse énergie d'excitation de ces noyaux sont les suivantes :

- il est possible d'étudier directement le noyau résiduel de la réaction formé dans la cible on parlera d'études sur faisceau "in beam", et donc en ligne car les mesures s'effectuent, le faisceau de particules continuant de frapper la cible.

- on peut aussi observer les produits formés, qui grâce à leur énergie de recul

sont sortis de la cible. Après les avoir soumis à une séparation magnétique en masse, les noyaux sont transférés vers une station de détection. On réalise alors des mesures de décroissance du noyau "exotique" formé et de ses descendants : il s'agit de radioactivité en ligne. C'est par cette dernière méthode que nous allons commencer ces approches expérimentales qu'une expérience particulière viendra illustrer.

#### a) Les études de décroissance

La séparation en ligne permet d'étudier une chaîne de masse donnée de noyaux situés loin de la vallée de stabilité et de connaître leurs modes de désintégration ainsi que leurs premiers états excités. Pour les noyaux "exotiques" de très courtes durées de vie la séparation chimique hors ligne n'est en effet pas assez rapide. On s'intéresse donc à une série isobarique donnée ( $A = \text{cte}$ ). Les niveaux que l'on atteint par cette méthode sont des niveaux de basse énergie, la limitation évidente provenant de la valeur des  $Q_{\beta}$  des décroissances, et généralement de bas spin, de par leur alimentation même (l'état fondamental ou le niveau isomère du noyau "père" qui décroît ne possède pas un spin très élevé).

Les techniques de séparation sont largement décrites dans le cours de Marcelle Epherre ; nous ne rappellerons ici que les différentes possibilités de séparation et les méthodes des mesures de spectroscopie.

#### La séparation sur réacteur nucléaire :

Les noyaux riches en neutrons ont été longtemps étudiés uniquement par fission induite par neutrons ( $n, f$ ) ; la fission sur l'Uranium favorise les masses 90 et 140 environ, ce qu'on appelle les deux bosses de la fission ; c'est ainsi que les noyaux riches proches des masses 90 et 140 ont été les plus étudiés.

La figure 2 présente le taux de rendement expérimental de fission en fonction de la masse, pour des neutrons de diverses énergies<sup>7</sup> ; si l'énergie du neutron augmente, les effets de couches semblent lavés et les bosses de fission tendent à disparaître : le taux de fission symétrique augmente notablement. (N'oublions pas que les bosses de fission restent approximativement à la même place pour les divers actinides et par conséquent des valeurs de fission symétrique de masse  $A/2$  différentes, ceci étant dû aux effets de couches).

La mise en ligne récente de séparateurs de masse (Ostis à l'ILL) et de spectromètres donnant la masse,  $Z/A$  et l'énergie des fragments de fission (LOHENGRIN (1974) à l'ILL) a permis d'atteindre les noyaux "très riches" de ces deux régions ; par exemple les chaînes  $A = 95, 97$  et  $99$  ont pu être étudiées grâce aux différentes sources d'ions du séparateur<sup>8</sup>.

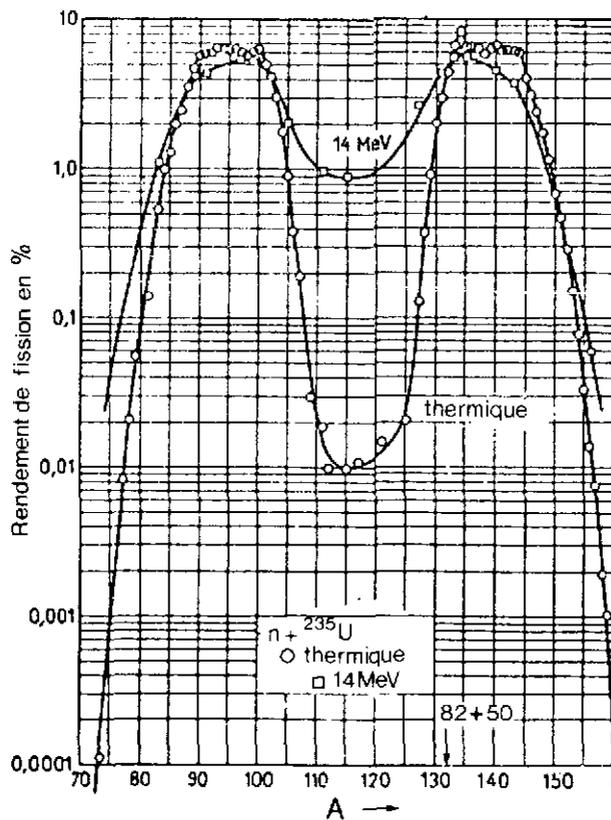
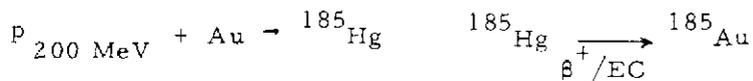


Figure 2 : Taux de rendement expérimental de fission en fonction de la masse pour des neutrons de diverses énergies.

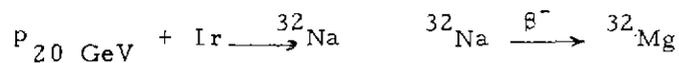
#### La séparation sur accélérateur de particules légères

Dès 1966 la mise en place de séparateurs d'isotopes en ligne sur des accélérateurs, c'est-à-dire couplés directement, permit d'étudier de nombreux isotopes déficients en neutrons, par exemple, à Orsay dans la collaboration ISOCELE



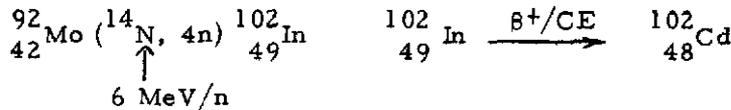
par une réaction de spallation, mécanisme complexe englobant la capture, l'émission rapide et l'évaporation<sup>9</sup>.

A plus haute énergie, par exemple avec des protons de 600 MeV du S. C. ou de 20 GeV du P. S. (CERN)<sup>10</sup>, les processus de fission et de fragmentation intervenant sur des cibles lourdes conduiront aussi à des noyaux riches en neutrons.

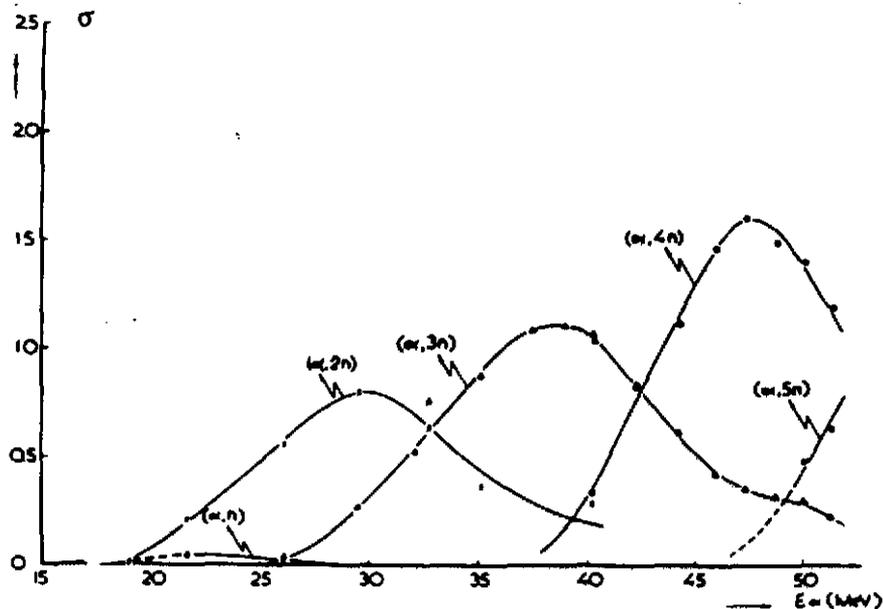


#### La séparation sur accélérateur à ions lourds

Depuis 5-6 ans les faisceaux d'ions lourds ont pu à leur tour être utilisés avec des séparateurs en ligne ; par exemple à Grenoble, la collaboration IPN Lyon - ISN Grenoble a installé le premier séparateur couplé à un accélérateur à I. L. français et l'isotope  ${}_{48}^{102}\text{Cd}$  a été découvert<sup>11</sup> grâce à la réaction :

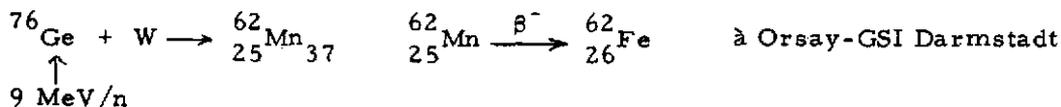


A basse énergie, 5 MeV par nucléon, les réactions (IL, xn  $\gamma$ ) favorisent, via la formation du noyau composé, les noyaux déficitaires en neutrons. Par un choix judicieux de l'énergie de bombardement du projectile, l'évaporation d'un nombre x donné de neutrons domine les autres processus (voir figure 3). Pour les cibles légères l'évaporation de protons et de particules  $\alpha$  entre en compétition avec l'évaporation de neutrons dans les réactions (IL ; xn yp z $\alpha$ ,  $\gamma$ ). Pour les cibles plus lourdes, x est en général supérieur à y.



**Figure 3** : Courbes de sections efficaces typiques observées dans la réaction  ${}^{197}\text{Au}(\alpha, xn)$ <sup>12</sup>. La réaction  $(\alpha, 4n)$  est prédominante pour une énergie incidente du projectile de 48 MeV.

A plus haute énergie (10 MeV et plus par nucléon) et en utilisant des projectiles lourds, les réactions de multi-transfert très profondément inélastiques puis de fragmentation permettent aussi bien d'atteindre les noyaux riches en neutrons ; par exemple<sup>13</sup>.



#### Les mesures de spectroscopie après séparation

Une fois la séparation en masse effectuée, les ions radioactifs sont en général collectés sur un ruban monté dans un dérouleur de bande qui permet de transférer jusqu'aux bancs de comptage l'un ou l'autre des isobares de la chaîne radioactive, en fonction du choix des temps d'attente de collection et de mesure choisis.

Des mesures en multi-analyse (les spectres relevés sont étiquetés en temps) permettent de connaître la période d'un isotope donné, appartenant à la chaîne de masse séparée.

Par exemple, pour mettre en évidence les raies  $\gamma$  attribuées à la décroissance  $^{102}\text{In} \rightarrow ^{102}\text{Cd}$  des cycles de 64s étaient choisis, 8 sous groupes de 8s chacun : on désirait en effet éliminer les noyaux fils et petits-fils de  $^{102}\text{Cd}$  (5,5 min) et  $^{102}\text{Ag}$  (13 min) et de plus on recherchait une période de quelques dizaines de secondes ; compter pendant des temps courts favorisait les courtes périodes. Les courbes de décroissance des raies  $\gamma$  attribuées à la désintégration  $^{102}\text{In} \rightarrow ^{102}\text{Cd}$  de période  $T_{1/2} = 24 \pm 4\text{s}$  sont présentées sur la figure 4<sup>11</sup>. Ces collections peuvent être réalisées sur pastilles, sur ruban (avec attente ou en continu), sur cible tournante et permettent d'atteindre des périodes inférieures à 1s et allant jusqu'à 10 ms.

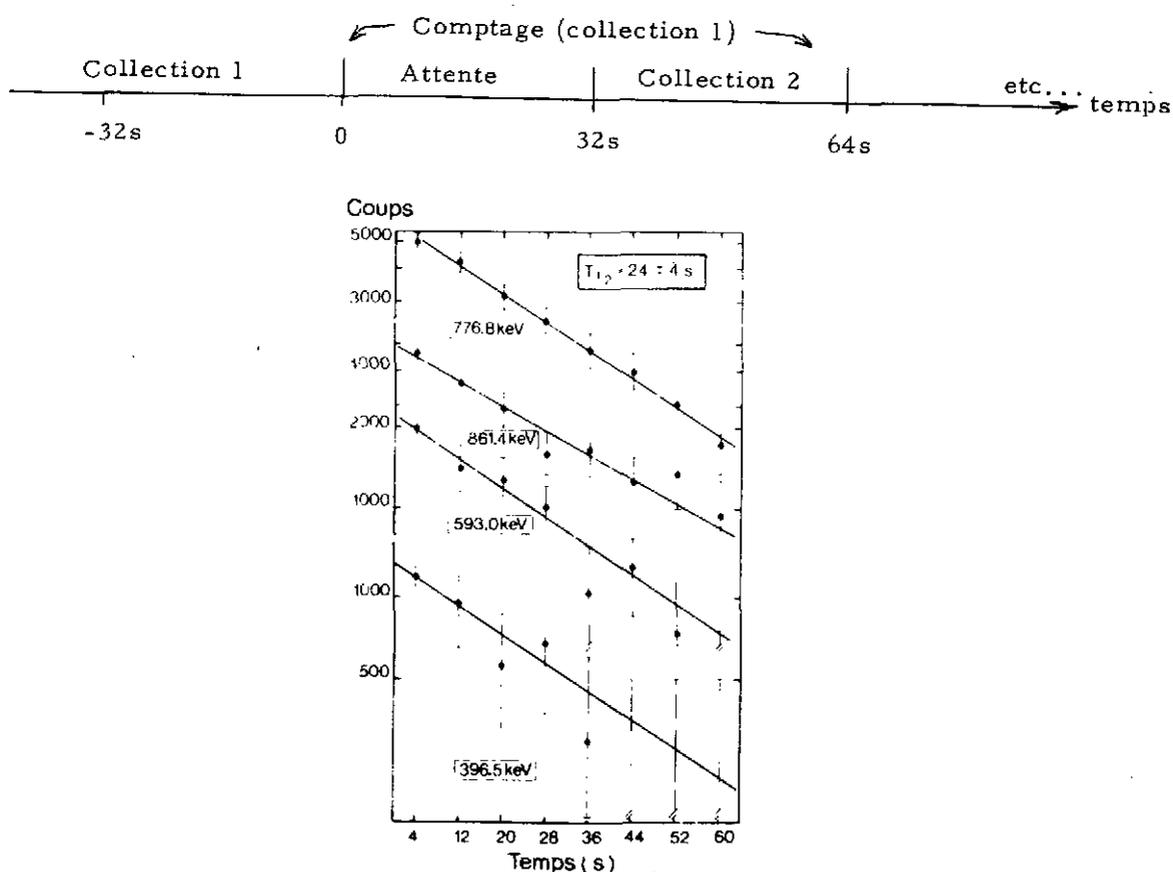


Figure 4 : Courbes de décroissance des raies  $\gamma$  attribuées à la désintégration  $^{102}\text{In} \rightarrow ^{102}\text{Cd}$  de période  $T_{1/2} = 24 \pm 4\text{s}$ .

Soit au point de collection, soit après transfert, toutes les mesures de la spectroscopie classique hors ligne, par décroissance sont alors réalisées :

- des jonctions Ge(Li) de haute résolution ou des compteurs  $4\pi\beta$  associés à une coïncidence  $\beta$ - $\gamma$  (il s'agit de compteurs plastiques recueillant tous les  $\beta^+$  : dans le cas de noyaux très déficients en neutrons cette méthode permet de réduire le bruit et d'éliminer par la coïncidence  $\beta$ - $\gamma$  la transition vers le fondamental pour ne garder que les alimentations vers les états excités) permettent de détecter les  $\gamma$ .

- des jonctions Si(Li) sont utilisées pour étudier les électrons de conversion dans les noyaux moyens et lourds.

- des spectromètres magnétiques pour les coïncidences e-e et e- $\gamma$
- des mesures de durées de vie sont réalisées par coïncidence retardées ainsi que,
- des corrélations angulaires pour compléter l'attribution des spins et parités.

Le lecteur trouvera dans les références <sup>14-17</sup> une revue exhaustive de ces techniques.

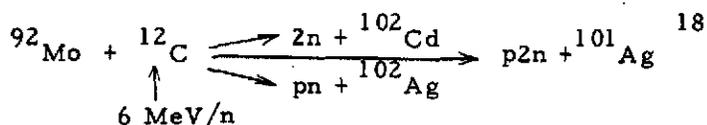
L'ensemble de ces mesures permet de construire pour chaque isobare "père", "fils" ou "petit-fils" de la chaîne de masse choisie un schéma de niveaux, état fondamental et premiers états excités.

#### b) Les réactions avec Ions Lourds

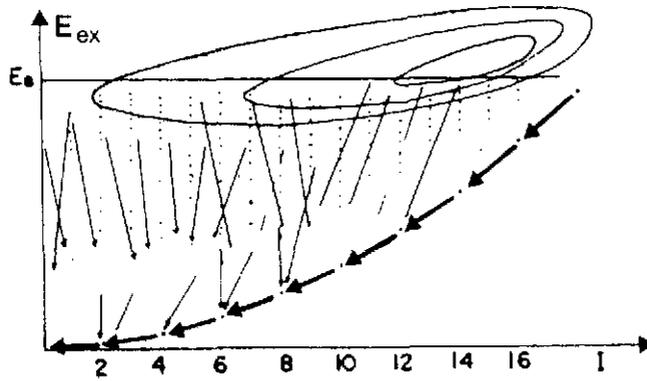
##### Réactions (IL, xn $\gamma$ ) et spectroscopie $\gamma$ sur faisceau

Les expériences de spectroscopie sur faisceau, après réaction IL de basse énergie (5-10 MeV/nucléon) ont permis d'atteindre la structure de nombreux noyaux déficitaires en neutrons situés loin de la vallée de stabilité. Ces réactions de fusion-évaporation connaissent depuis 1963 <sup>12</sup> un grand développement et notre compréhension de la structure de ces noyaux et en particulier de leurs états de haut spin provient pour la majeure part de ces expériences. Quand on bombarde par exemple un noyau de terre rare par un faisceau d'Argon de 7 MeV par nucléon, le projectile communique un moment angulaire élevé à la cible. De part sa vitesse et sa masse, il brosse la cible et transfère un moment angulaire très important. Pour évacuer du moment angulaire du noyau composé formé, il y a une évaporation de neutrons qui emportent chacun un peu de moment ; puis quand l'énergie d'excitation interne est plus faible que l'énergie de liaison du dernier neutron, le noyau se désexcite par une cascade de  $\gamma$  vers les états de basse énergie. Comme les raies transportent peu de moment angulaire, la cascade suit préférentiellement la voie "royale" que sont les états "yrast", états d'énergie les plus basses et de spins les plus élevés. Rappelons que l'énergie que possède un noyau se scinde en deux parties : l'énergie minimum pour avoir un moment angulaire donné et l'énergie interne ; si l'énergie interne est nulle, le noyau est dans un état "yrast" ; (yrast est le superlatif du mot suédois yr qui signifie ivre, saoulé, étourdi d'avoir trop tourné). On comprend pourquoi les réactions (IL, xn) peuplent les états de haut spin et seulement ces états (voir figure 5).

Cependant dans le cas de noyaux très déficitaires le grand nombre de canaux de sortie ouverts dans les réactions (IL, xn yp  $\gamma$ ) ne permet pas de sélectionner un canal donné et d'identifier l'isotope Z choisi, puisqu'en général, aucune détection de particules n'est effectuée :



l'identification repose sur des mesures de raies X, de coïncidence  $\gamma$ -X, mais le plus souvent ce sont les raies  $\gamma$  observées par les méthodes de séparation qui sont les véritables "signatures" du noyau étudié.



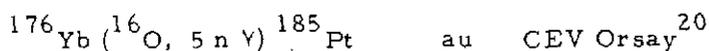
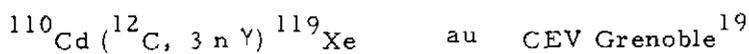
**Figure 5 :** Diagramme de désexcitation du noyau composé formé dans les réactions  $(IL, xn)$  par cascades  $\gamma$ .

Les flèches représentent les transitions  $\gamma$  ; les points les niveaux excités.  $E_B$  est l'énergie de liaison d'un neutron du produit formé. Les contours en forme de nuages sont les lignes d'égal probabilité de production des états après émissions de neutrons.

En effet les mêmes premières raies apparaissent à la fois dans le schéma d'excitation obtenu par réaction et par séparation en ligne : c'est le cas des noyaux pair-pairs où les transitions  $2^+ \rightarrow 0^+$  se retrouvent ; l'identification sur faisceau est alors immédiate (voir figure 6). Pour les noyaux impairs et surtout les noyaux impair-impairs l'identification est souvent bien moins aisée, le recouvrement des schémas de niveaux pouvant être faible : en effet les réactions IL peuplent préférentiellement les états de haut spin et ne permettent toujours pas d'observer ceux de bas spin vus par décroissance. La spectroscopie sur faisceau est donc tout à fait complémentaire de la spectroscopie de décroissance pour étudier les noyaux "exotiques" pas trop éloignés de la vallée de stabilité.

Une fois le canal de sortie identifié, les techniques de la spectroscopie sur faisceau <sup>12</sup> sont mises en oeuvre pour rechercher le schéma de niveaux excités du noyau donné : fonctions d'excitations, spectres  $\gamma$  directs prompts et retardés ("in-beam" et "out-beam"), coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ , mesures de durées de vie. L'attribution des spins et parité repose sur des mesures de distributions angulaires  $\gamma(\theta)$  incluant l'angle  $0^\circ$ , de polarisation linéaire et d'électrons de conversion.

Par exemple :



Les réactions de transfert quasi-élastiques en utilisant des projectiles riches en neutrons permettent de former des noyaux excédentaires en neutron ; la double identification des deux particules ainsi que la mesure de l'impulsion de la particule détectée  $\Delta E_1, \Delta E_2, E$  obtenues à l'aide d'un spectromètre permet d'obtenir les niveaux excités de noyaux riches en

SPECTROSCOPIE PAR DECROISSANCE  
 $^{92}\text{Mo}$  ( $^{14}\text{N}$ , 4n)  $^{102}\text{In}$   
 ↑  
 86 MeV

SPECTROSCOPIE SUR FAISCEAU  
 $^{102}\text{Pd}$  ( $^3\text{He}$ , 3n)  $^{102}\text{Cd}$   
 ↑  
 35 MeV

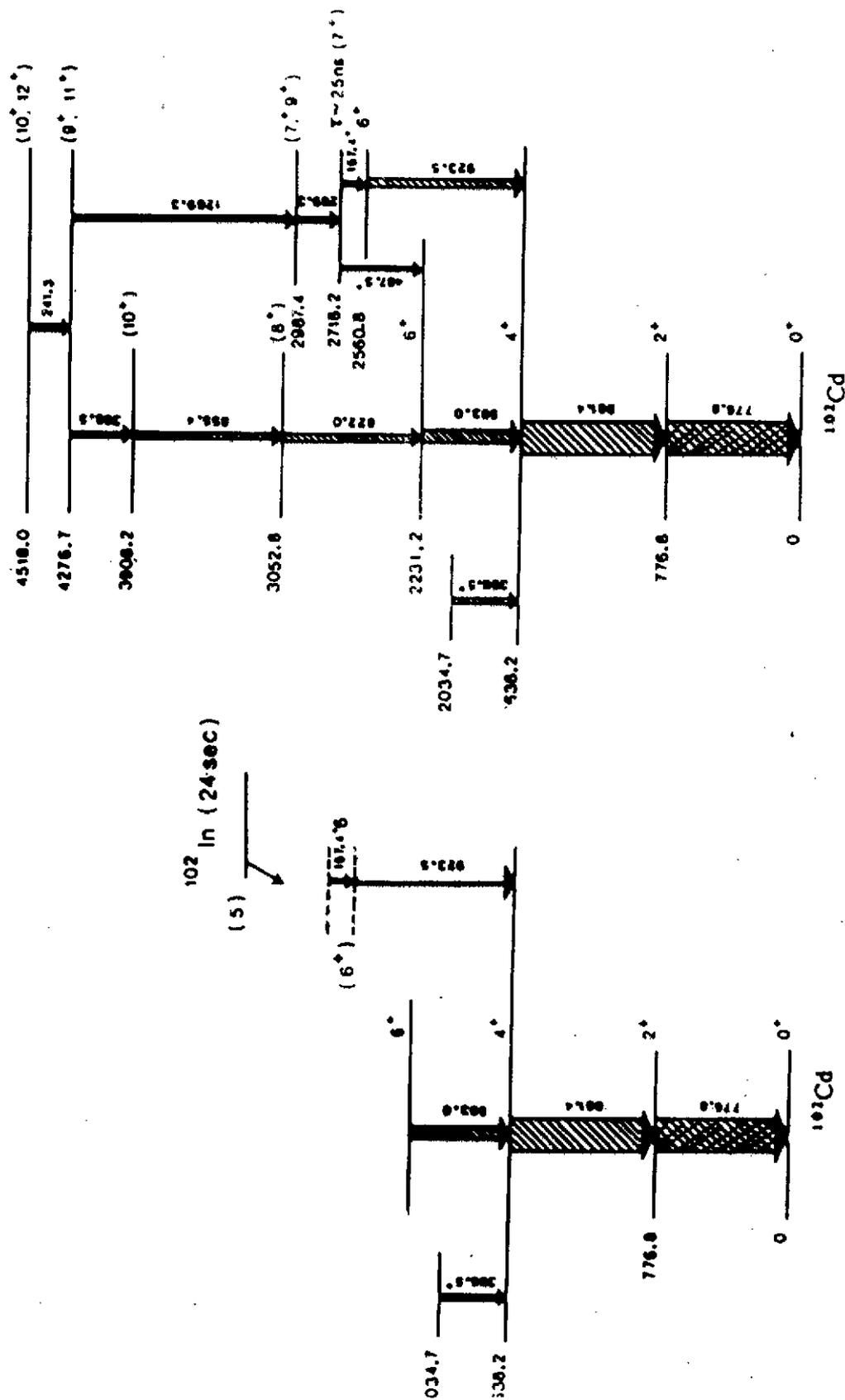


Figure 6 : Schémas de niveaux de  $^{102}\text{Cd}$  observés par spectroscopie hors-ligne et en ligne : la raie  $2^+ \rightarrow 0^+$  (hachuré) 776.8 KeV attribuée grâce à la séparation isotopique a servi de "marqueur" dans les mesures sur faisceau [1, 18]

neutrons ; par exemple la réaction



Cette méthode est cependant limitée à des noyaux riches en neutrons situés pas trop loin de la ligne de stabilité, à l'heure actuelle à cause des cibles.

Pour résumer, nous pensons que les techniques de séparation sont les plus prometteuses, soit après fission induite par neutrons, soit après réactions IL ou de protons très énergétiques (noyau composé, réactions profondément inélastiques, fragmentation ou spallation, fission) (voir figure 7). Le développement technique des sources d'ions devrait permettre la production d'une large plage de nouveaux noyaux exotiques.

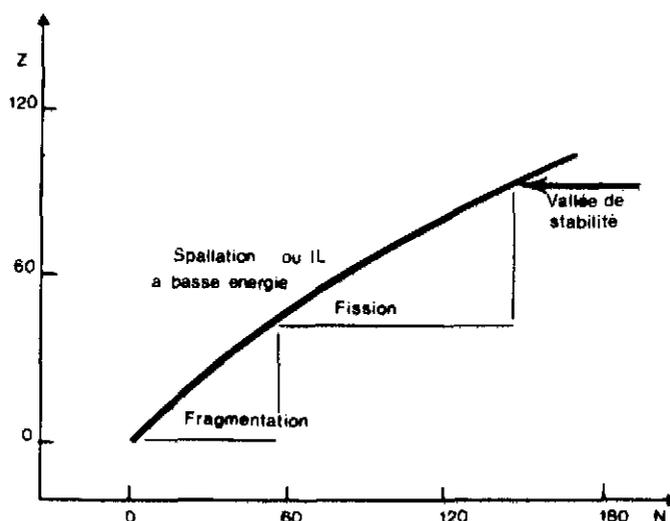


Figure 7 : Présentation schématique des divers modes de production des noyaux exotiques actuels (jusqu'à l'avènement des IL de moyenne énergie entre 10 et 100 MeV/A).

## II - QUELQUES RESULTATS EXPERIMENTAUX TYPIQUES

Au fil de la charte des noyaux, en faisant croître progressivement la masse atomique A, nous allons présenter quelques exemples typiques de la spectroscopie à basse énergie des noyaux "exotiques". Nous avons choisi des exemples de noyaux étudiés par divers groupes ou collaborations français (IPN Orsay, CSNSM : Collaboration ISOCELE, Tandem, CEV ; GANIL ; IPN Lyon ; ISN Grenoble ; ILL : OSTIS et LOHENGRIN ; CRN Strasbourg ; CERN : collaboration ISOLDE, PS et SC ; CEA). En effet ces groupes sont parfaitement compétitifs sur le plan international ; ils ont souvent joué un rôle de pionniers dans ce domaine, en restant fréquemment les leaders actuels et leurs travaux sont tout à fait représentatifs de la spectroscopie nucléaire de basse énergie des noyaux situés loin de la vallée de stabilité. Un bilan d'ensemble du domaine peut être trouvé notamment dans les comptes-rendus des conférences spécialisées : le lecteur trouvera l'ensemble des résultats dans les rapports des dernières conférences organisées par le CERN (1976 et 1981) et dans les références <sup>21-28</sup>.

1 - N=20 n'est pas nécessairement un nombre magique, par exemple pour les noyaux riches en neutrons de Na et Mg

Une question à se poser, quand on s'éloigne de la vallée de stabilité, est de savoir si pour un nombre Z magique donné, la magicité varie avec N, ou si pour un N magique donné, la magicité varie avec Z. Prenons le cas des noyaux alcalins très riches en neutrons de Sodium qui ont été extensivement étudiés par la collaboration française du CERN (groupe Klapisch-Detraz) par séparation de masse jusqu'à la masse  $A=35^{29-31}$ . Le cours de Marcelle Epherre traite largement de cette question et nous ne donnerons ici que le résultat principal : les isotopes de Na présentent une augmentation de l'énergie de liaison par rapport à l'émission de deux neutrons  $B_{2n}$  pour le  $^{32}\text{Na}$  ; au contraire dans le cas des isotopes de Ca on observe une décroissance très nette de l'énergie de séparation quand N passe de 20 à 22 ( $^{40}\text{Ca}$  à  $^{42}\text{Ca}$ ) correspondant au saut en énergie caractéristique d'une couche magique (voir figures 8-9). C'est le même phénomène physique que l'on retrouve en physique atomique avec les potentiels d'ionisation au voisinage des couches fermées<sup>32</sup>. D'autre part, le niveau 2+ excité s'abaisse fortement dans les descendants  $\beta$  des Na, à savoir les  $^{30-32}\text{Mg}$ , jusqu'à 885,2 KeV dans le  $^{32}\text{Mg}$ , énergie la plus basse de la région (voir figure 10) ; même si on n'observe pas de changement radical au niveau de la variation du rayon carré moyen, ces propriétés semblent indiquer l'apparition d'une déformation à partir de N=20 et surtout la disparition de la magicité du nombre N=20 pour des numéros atomiques Z de 11-12.

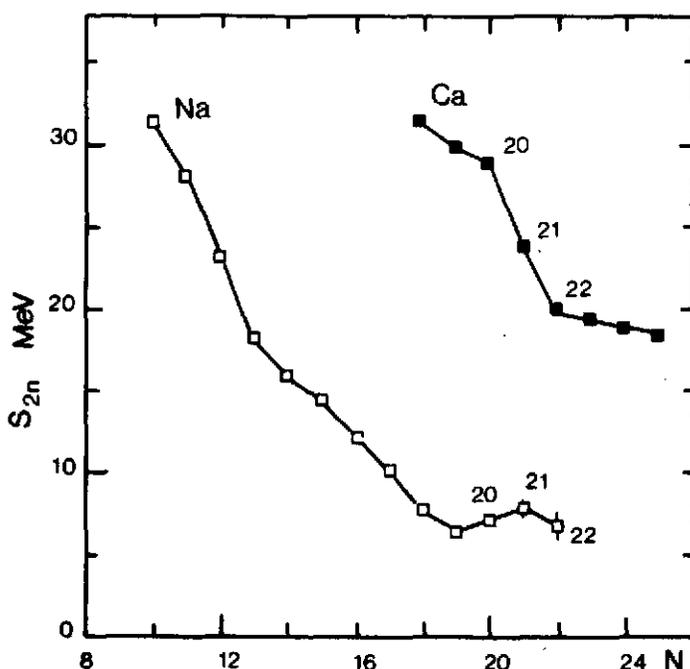


Figure 8 : Variations avec N de l'énergie de séparation  $S_{2n}$  pour les noyaux Ca et Na de la couche (2s1d).

$$* B_{2n} = B(Z, N) - B(Z, N-2) = M(Z, N) - M(Z, N-2) - 2M(n)$$

$$B_{2n} = S_{2n}$$

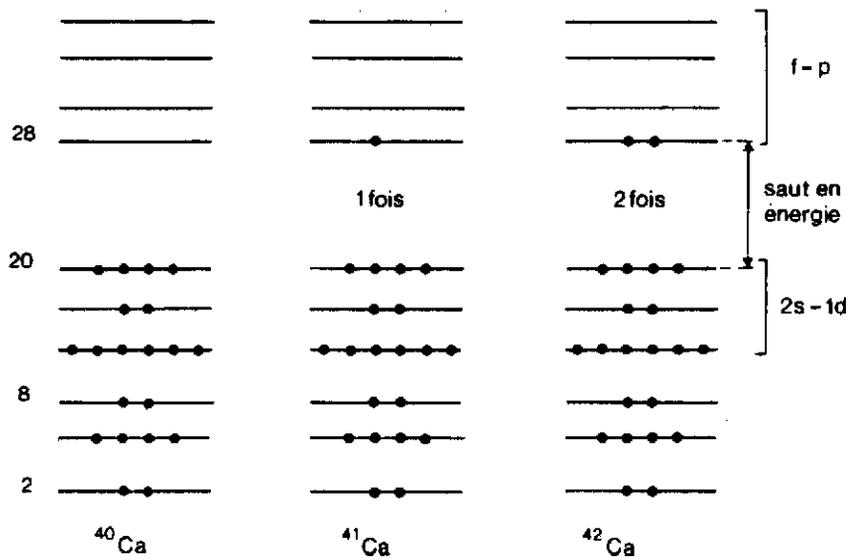


Figure 9 : Remplissage des couches de neutrons dans les noyaux de  $^{40-41-42}\text{Ca}$ .

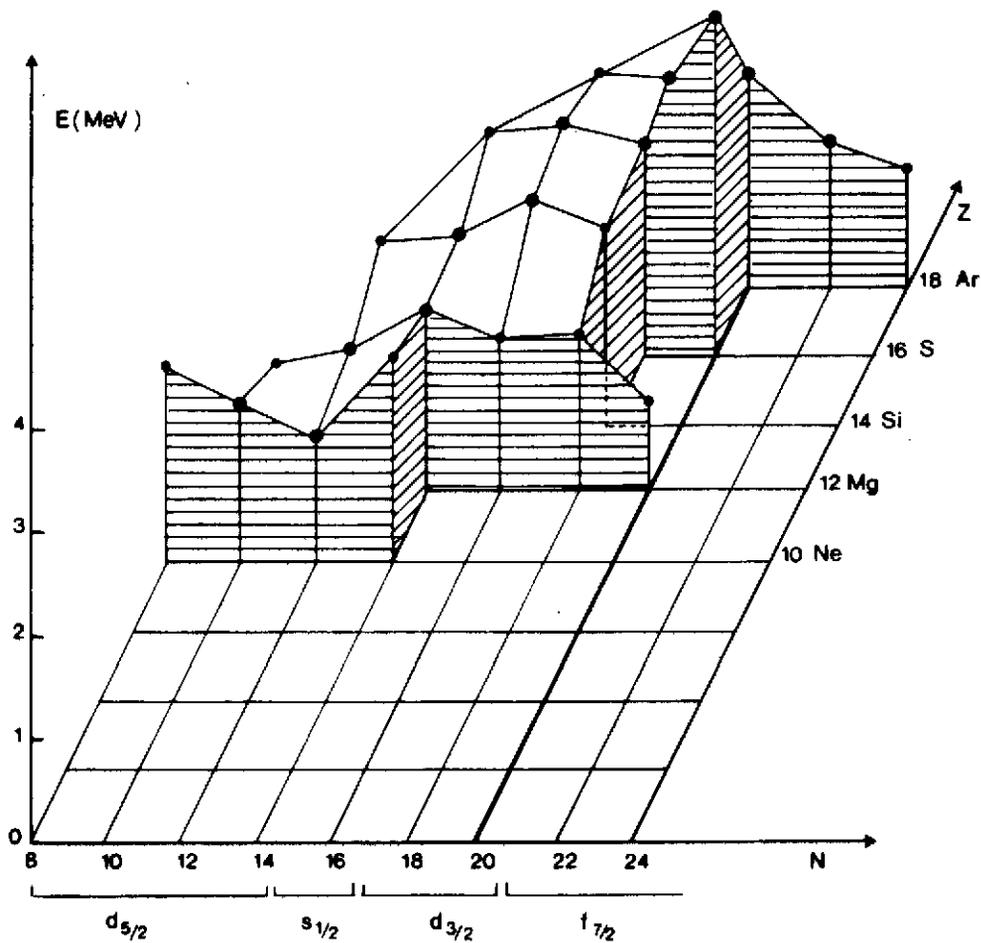
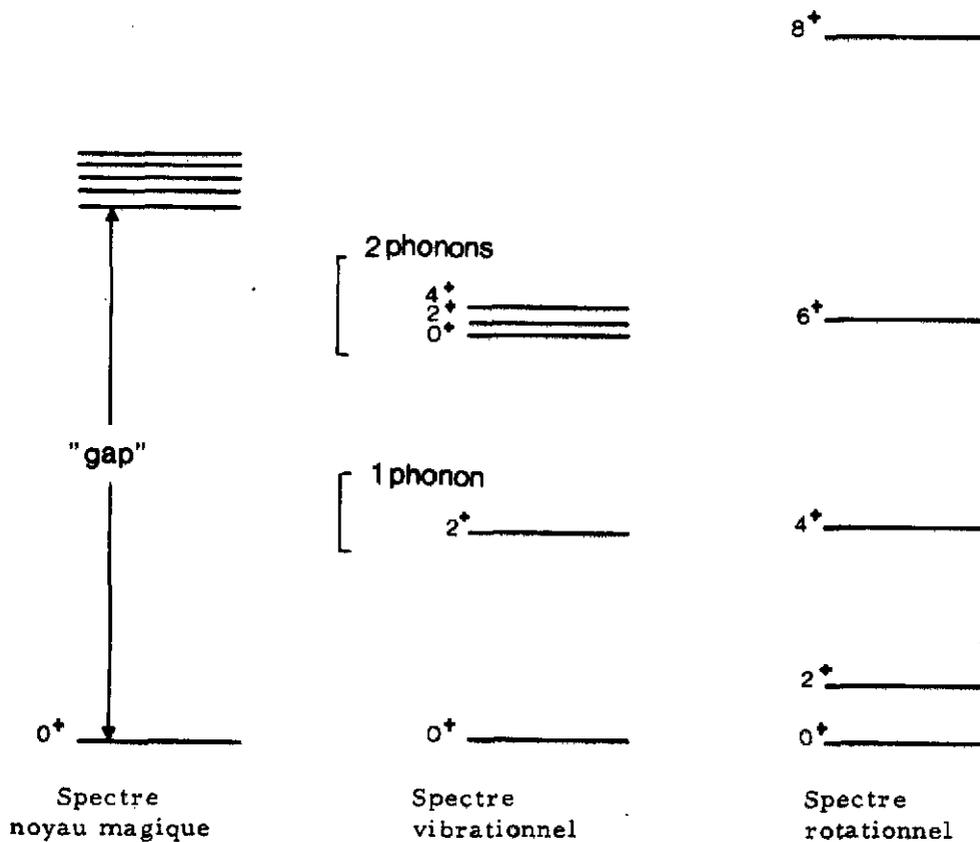


Figure 10 : Systématique des énergies du premier niveau  $2+$  excité pour la région de masse voisine de  $N=20$  en fonction des nombres de neutron et de proton. Pour  $N=20$ , le niveau  $2+$  dans le  $^{32}\text{Mg}$  descend de 1.483 MeV à 885.2 KeV, énergie la plus basse de la région. Les points noirs les plus gros représentent les noyaux stables.

2 - Une zone de forte déformation pour les noyaux riches en neutrons proches de N=60

Après de la pile à haut flux de l'Institut Laue-Langevin, les isotopes riches en neutrons, produits par fission, de Y et Sr ont été étudiés en particulier grâce au séparateur en ligne OSTIS ("on-line mass separator for thermally ionised fission products") et au spectromètre Lohengrin<sup>8, 33, 34</sup>.

La figure 11 rappelle les schémas de niveaux typiques de noyaux magiques, vibrationnel peu déformé et rotationnel bien déformé.



**Figure 11** : Schémas de niveaux typiques pour un noyau magique à couches fermées, un noyau vibrationnel presque sphérique et un noyau rotationnel bien déformé.

Dans les isotopes pair-pairs de Sr (voir figure 12), le premier niveau excité  $2^+$  situé à 1,84 MeV pour N=50 ( $^{38}_{38}\text{Sr}$  magique) descend à environ 800 KeV dans les isotopes N=52, 54, 56, 58 ( $^{90-92-94-96}\text{Sr}$ ), puis chute de manière spectaculaire pour N=60, 62 à moins de 150 KeV ( $^{98-100}\text{Sr}$ ).

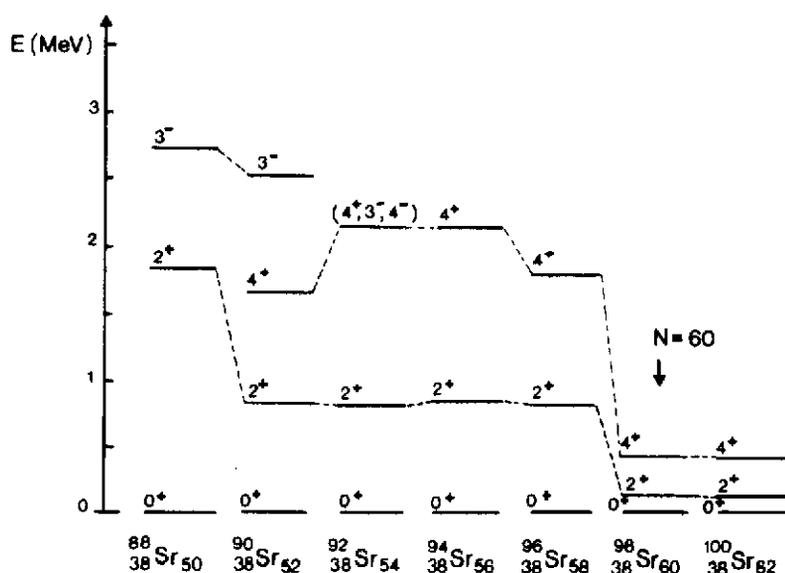


Figure 12 : Variation en énergie des premiers états excités dans les isotopes de Sr en fonction de la masse, en allant de N=50 à N = 62.

Cette chute brutale du niveau  $2^+$  excité se trouve de manière similaire dans les noyaux riches en neutrons de Mo et Zr de masse  $A \sim$  (voir figure 13), faisant apparaître clairement un affaissement systématique des énergies du premier état excité  $2^+$  pour les noyaux  $Z=38, 40, 42$ .

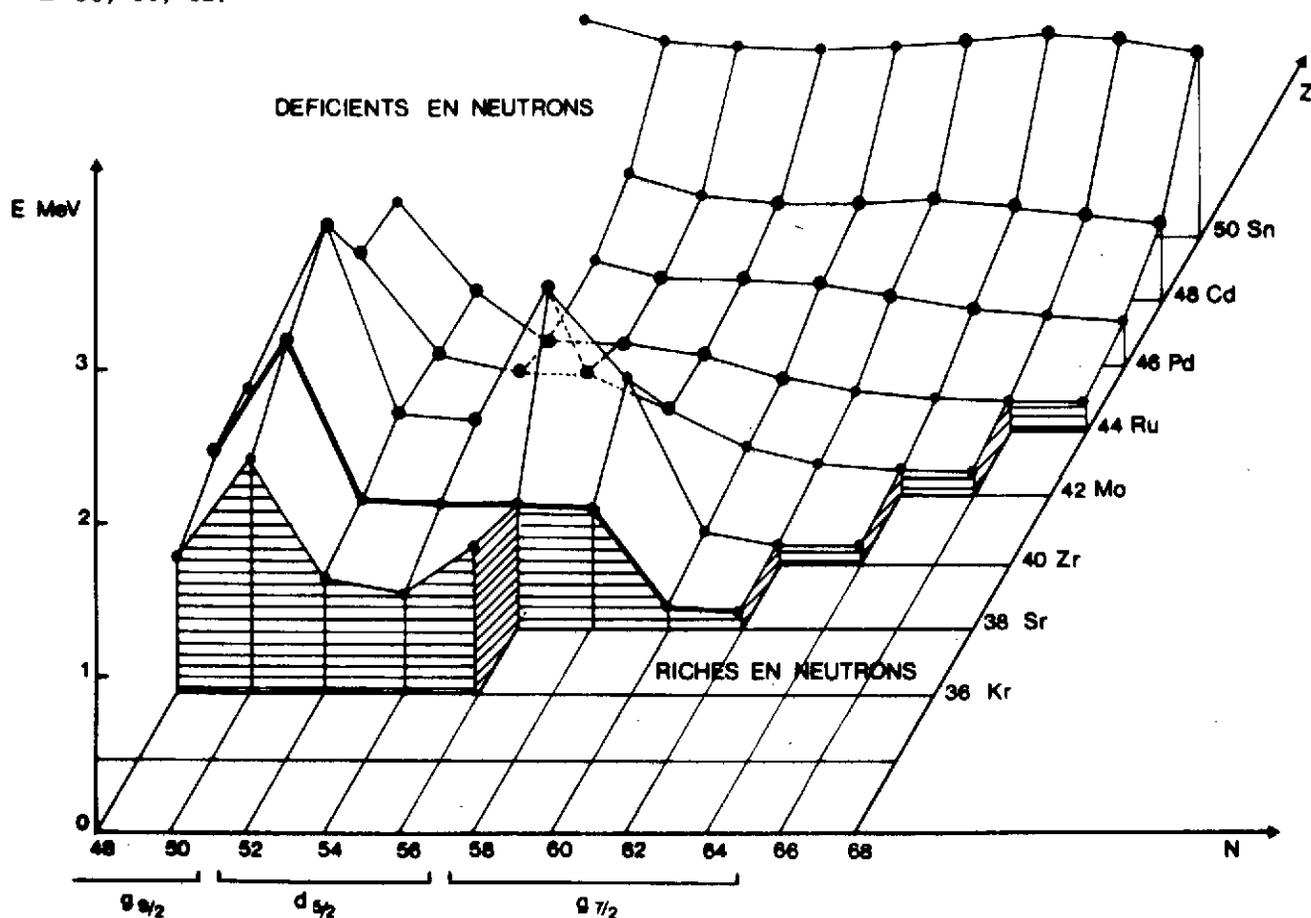


Figure 13 : Systématique des énergies du premier niveau  $2^+$  excité pour la région de masse  $A \sim 100$  en fonction des nombres de neutron et de proton. Les points noirs les plus gros représentent des noyaux stables et le trait gras la série des Sr.

On peut réellement parler de noyaux déformés car la valeur du rapport  $E_{4+}/E_{2+}$  observée dans le  $^{100}_{38}\text{Sr}$  vaut 3,23 : la valeur correspondante pour la bande rotationnelle d'un pur rotor est de 3,33. Le paramètre de déformation axiale  $\beta_2$ , que l'on peut en déduire est d'environ 0,44. Le même phénomène transparaît dans les isotopes impairs d'Yttrium, avec l'apparition soudaine d'une bande de rotation bâtie sur l'état fondamental de  $^{99}_{39}\text{Y}_{60}$ .

Dans les descendants  $\beta$  des Sr, les Rb, d'autres preuves expérimentales de la déformation pour  $N=60$  existent : la variation nette de l'énergie de liaison par rapport à l'émission de deux neutrons  $B_{2n}$  et la forte augmentation de la variation du rayon carré moyen  $\delta \langle r^2 \rangle^{87A}$ . Marcelle Ephère traite cette question en détail dans son cours (voir figure 14).

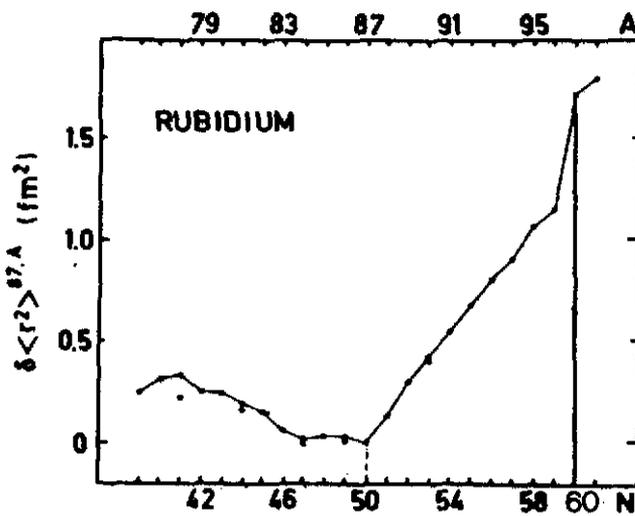


Figure 14 : Variations du carré moyen de rayon de charge déduites des mesures de déplacement isotopique sur les isotopes de Rb relativement au  $^{87}\text{Rb}$ :  $\delta \langle r^2 \rangle^{87A} = \langle r^2 \rangle^A - \langle r^2 \rangle^{87}$ .

Ce faisceau de preuves permet d'affirmer que si le nombre  $N=60$  ne présente aucune particularité sur la vallée de stabilité, ( $N=56$  et  $64$  étant eux considérés comme magique et pseudomagique), loin de la vallée de stabilité, ce nombre  $N=60$  marque au contraire une zone de forte déformation, vers les masses  $A \sim 100$ .

### 3 - Approche de la double magie $N=Z=50$ : isotopes de Cd déficitaires en neutrons voisins de $^{100}\text{Sn}$

Le noyau doublement magique  $^{100}_{50}\text{Sn}_{50}$  est depuis quelques années activement recherché pour savoir si la fermeture de la couche  $N=50$  donne lieu à des effets structuraux particuliers  $N=Z$ . La récente mise en évidence du noyau  $^{102}_{48}\text{Cd}$  et de ses premiers états excités au CEV de Grenoble par la collaboration IPN Lyon + ISN Grenoble a permis d'approcher ce noyau  $^{100}\text{Sn}_{11,18}$ . Les premiers niveaux excités  $2+$  et  $4+$  remontent lentement au voisinage de la fermeture  $N=50$ , ce qui confirme l'arrivée progressive de la sphéricité attendue (voir figure 15). Cette diminution régulière de la déformation des isotopes de Cadmium en allant vers  $N=50$  a été confirmé par des mesures de structure hyperfine et de déplacement isotopique

effectuées sur la série des Cadmium de la masse 120 à 102<sup>36</sup>.

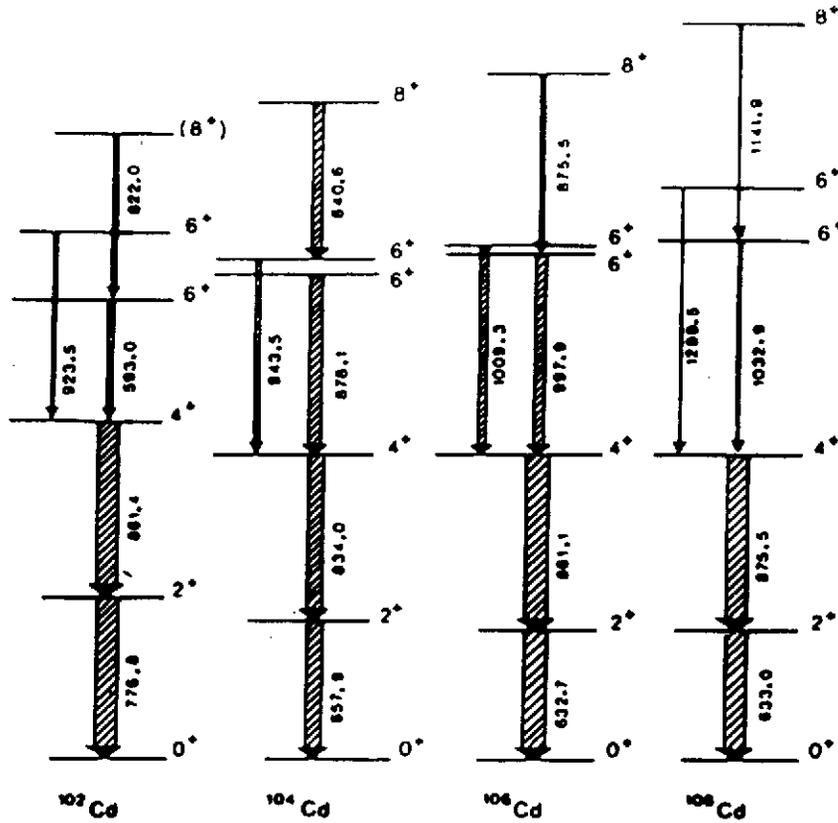
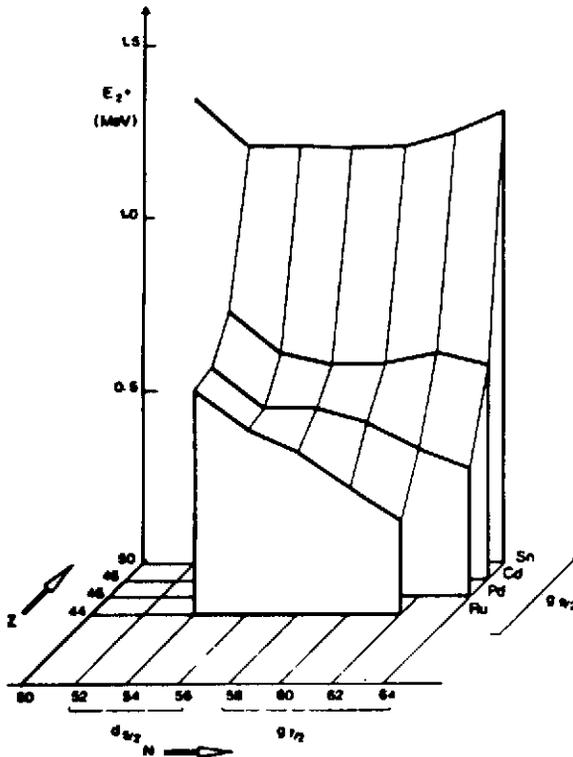


Figure 15 : Systématique des niveaux de haut spin dans les isotopes <sup>102, 104, 106, 108</sup>Cd.



De même que la "falaise" des Etains existe quand on se rapproche de Z=50 (les états excités 2+ se trouvent situés à plus de 1.2 MeV), le nombre N=50 semble aussi magique pour les noyaux situés loin de la vallée de stabilité.

Il est évident que la connaissance des <sup>98-100</sup>Cd permettrait de mieux appréhender la double magie N=Z=50 (voir figure 16).

Figure 16 : Evolution de l'énergie E<sub>2+</sub> du premier niveau excité 2+ en fonction de Z et N autour de A = 100.

#### 4 - Schémas typiques de couplage coeur-particule dans les noyaux déficitaires en neutrons : isotopes de La et d'Ag.

Les réactions (IL, xn yp) permettent, comme nous l'avons vu d'atteindre les noyaux très déficitaires en neutrons. F.S. Stephens et al.<sup>37</sup> choisirent d'étudier ainsi les noyaux impairs de Lanthane, en 1972. Pourquoi les La ? Ces noyaux présentent une couche de parité unique ("unique parity shell") :  $1h_{11/2}$  est la seule couche de parité négative présente parmi des couches qui sont toutes de parité opposée, c'est-à-dire positive  $2d_{5/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $3s_{1/2}$ . Cela revient donc à effectuer de la spectroscopie à une seule couche (l'interaction coeur-particule avec le seul mode quadrupolaire ne violant pas la parité) et permet de mettre en évidence un phénomène simple de couplage coeur-particule. Quel est ce schéma de couplage ?

Les bandes  $11/2^-$ , caractérisées par un écart de spin  $\Delta I = 2$  et de fortes transitions E2, mises en évidence dans les <sup>133-131-129-127-125</sup>La sont absolument calquées en énergie et en spin sur les bandes  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  bâties sur les fondamentaux des <sup>132-130-128-126-124</sup>Ba pair-pairs (voir figure 17).

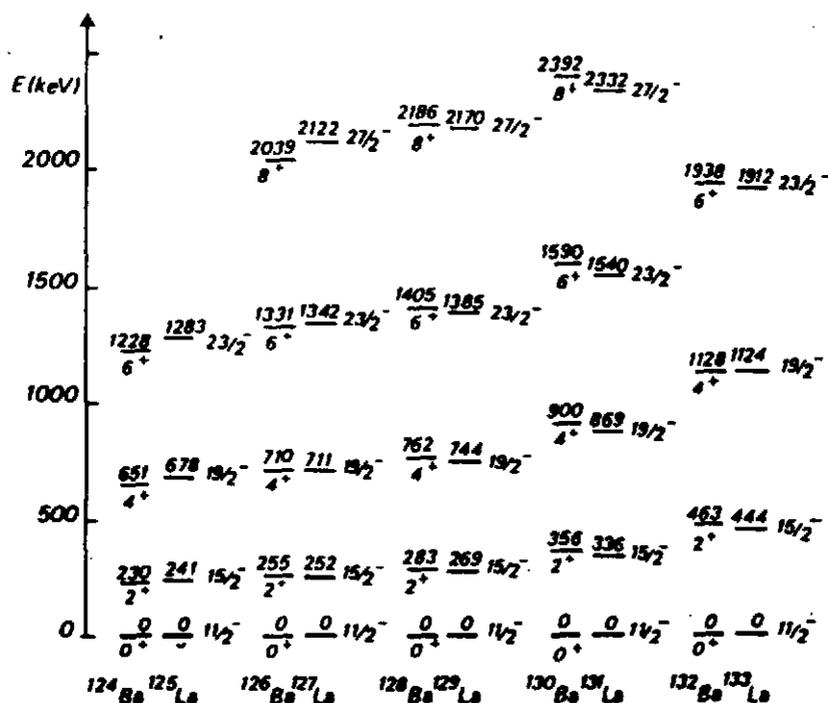
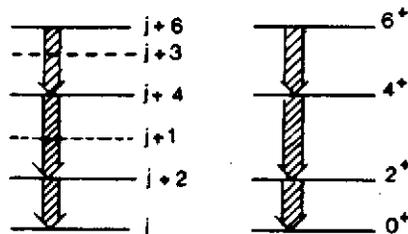
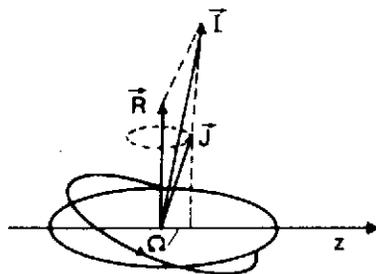


Figure 17 : Comparaison des bandes de parité négative sur le niveau  $11/2^-$  des isotopes de Baryum avec les bandes sur le fondamental des noyaux de Lanthane voisins d'après F.S. Stephens et al.

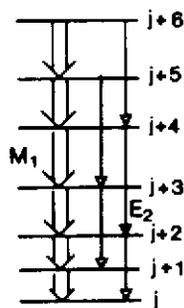
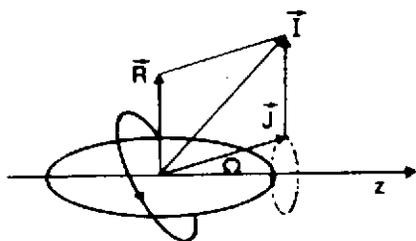
Ces bandes où les mouvements du coeur et de la particule sont apparemment indépendants (ce qui conduit à la même progression en énergie et en spin que dans la bande rotationnelle du coeur seul) sont appelées "bandes découplées". Sans entrer dans les détails, en faisant le raisonnement simplifié suivant, nous pouvons comprendre ce qui se passe :

- la force de Coriolis tend à aligner le moment angulaire  $\vec{j}$  de la particule avec le

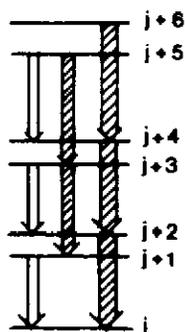
moment angulaire  $\vec{R}$  du coeur ; elle s'oppose au couplage coeur-particule de sorte que la projection de  $\vec{j}$  sur l'axe de rotation devient un bon nombre quantique au détriment de  $\Omega$ . Cette force est d'autant plus importante que  $\vec{j}$  est grand, sa projection  $\Omega$  sur l'axe de symétrie du coeur et la déformation (ou ce qui revient au même le moment d'inertie) petites. On désigne la nature de cette situation comme une "limite de découplage" ou encore comme un "alignement du à la rotation" (voir figure 18).



Bande découplée (en noir et hâché les transitions E2, en blanc les transitions M1)



Bande couplée



Cas intermédiaire

Figure 18 : Schémas de couplage coeur-particule pour le cas d'une particule (cas des noyaux impairs).

De telles bandes "découplées" ont été à la même époque mises en évidence dans de nombreux noyaux de transition de la charte, déficitaires en neutrons, tels les Cd, Pd, etc...

Le même type de phénomène transparait dans les noyaux impair-impairs ; par exemple le phénomène de "particule spectateur" dans les  $\text{Ag}^{38}$  que nous allons maintenant décrire.

Dans le cas d'une situation de "conflit" correspondant à un neutron découplé + un proton couplé ou vice-versa, si le spin de la particule découplée est faible, cette dernière tend à s'aligner sur l'axe de symétrie du noyau et le spectre en énergie du noyau impair-impair est quasiment calqué sur celui de l'impair : dans l'isotope déficient en neutron  $^{102}\text{Ag}$ , obtenu par réactions IL. Le neutron impair apparaît comme un spectateur, il ne s'associe plus à l'autre particule et suit simplement le mouvement du coeur impair (voir figures 19-20).

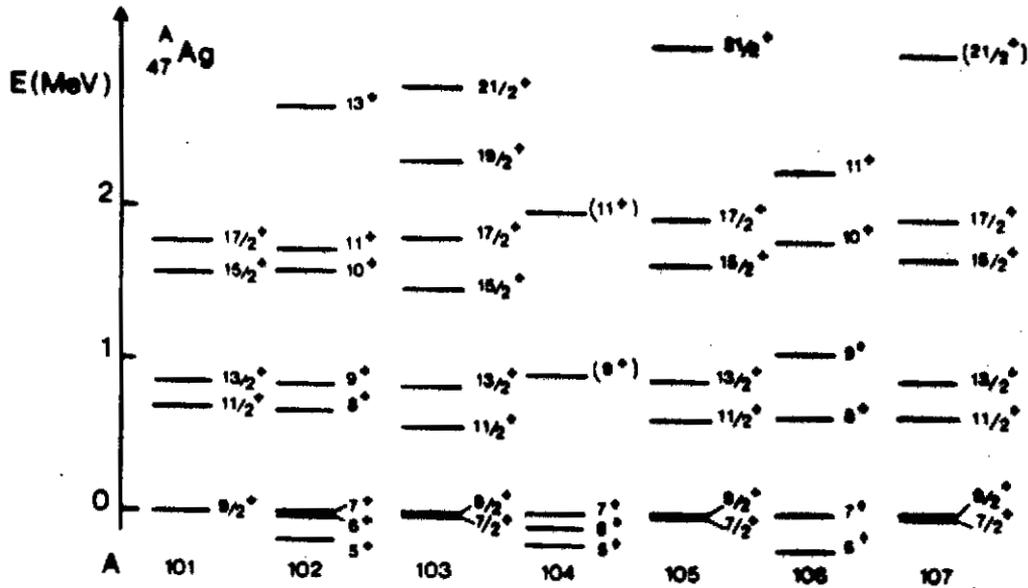


Figure 19 : Comparaison de la séquence  $7^+$ ,  $8^+$ ,  $9^+$ ... des isotopes i-i avec la bande  $9/2^+$ ,  $11/2^+$ ,  $13/2^+$  observée dans les isotopes impairs adjacents de Ag. Le neutron  $d5/2$  est spectateur.

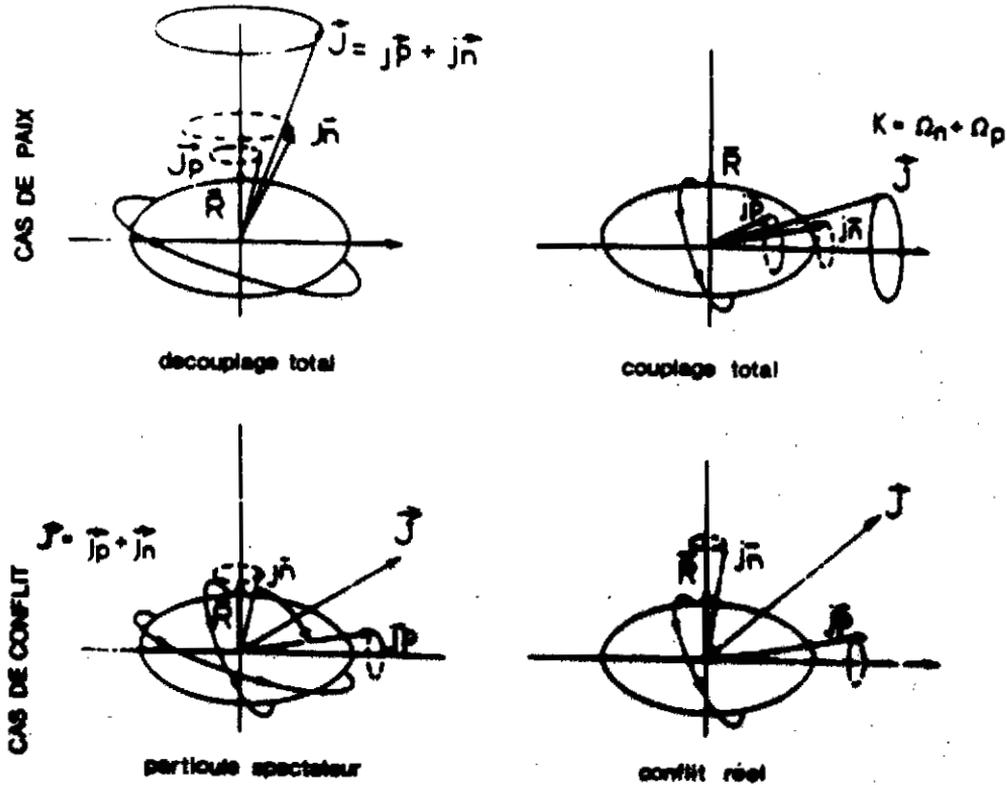


Figure 20 : Différents cas de couplage p + n + coeur observés dans les noyaux i-i.

### 5 - Coexistence de forme dans les isotopes de Mercure très déficients en neutrons

La zone des noyaux "exotiques" de Pt-Hg fut le lieu d'une grande surprise pour les physiciens d'Isolde : les isotopes de mercure très proches des noyaux magiques de Pb étaient supposés sphériques ou très faiblement déformés ; la découverte en 1972 de l'accroissement dramatique des rayons de charge nucléaire des isotopes impairs  $^{185-183}\text{Hg}$  entre  $A=187$  et  $A=185$ , par étude de pompage optique de la structure hyperfine fit l'effet d'une "bombe" : une transition de forme ou isomérisme de forme était découverte dans ces noyaux  $^{39-40-41}$  (voir figure 21). Les expériences de spectroscopie sur faisceau d'IL et de décroissance des Tl (à Isocèle en particulier) permit de montrer sans ambiguïté que deux bandes de déformation différente coexistaient dans les Hg p-p très déficients en neutrons, l'une correspondant à une forme faiblement aplatie et l'autre bien allongée (voir figure 22) (1973-75-77)<sup>42,43,44</sup>.

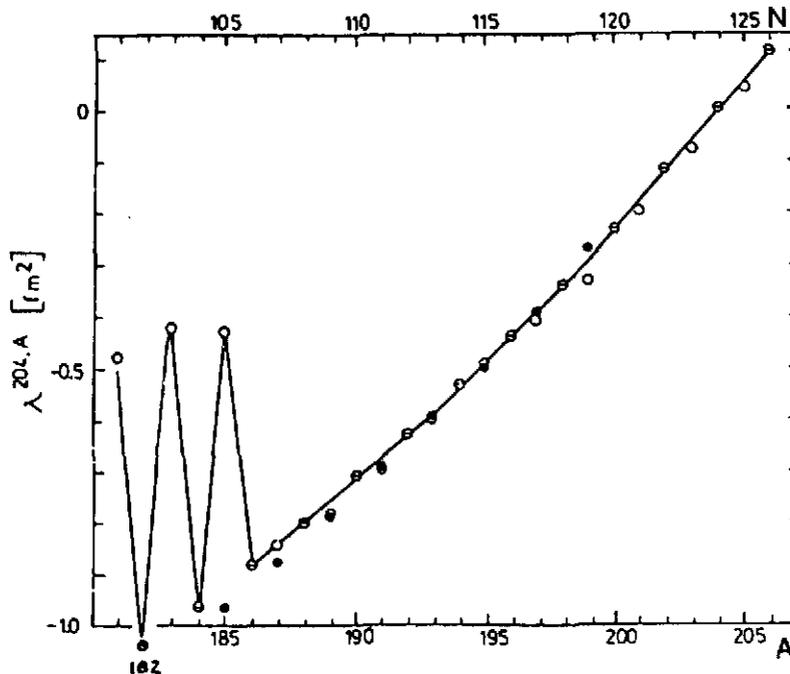


Figure 21 : Changement des rayons de charge relatifs dans les isotopes de Hg par rapport au  $^{204}\text{Hg}$ .  $\lambda = \delta \langle r^2 \rangle - 1.1 \times 10^{-3} \delta \langle r^4 \rangle + \dots$

Pour les noyaux impairs, les cercles blancs indiquent la valeur de  $\lambda$  de l'état fondamental, les cercles noirs pour l'état isomère  $13/2+$ . Pour les noyaux p-p les cercles barrés sont rattachés à l'état fondamental.

Ce phénomène fut confirmé en 1979 par spectroscopie hyperfine laser<sup>45</sup>.

- En fonction d'un seul paramètre (le paramètre de déformation axiale caractérisant la forme du noyau), on voit apparaître pour le noyau deux états métastables, très proches en énergie, presque dégénérés. C'est un peu la même situation que celle observée en physique moléculaire pour la molécule d'ammoniaque  $\text{NH}_3$ .

- Les propriétés globales du noyau (forme, énergie de liaison, rayon carré moyen, niveaux excités) présentent alors une bifurcation ou catastrophe, au sens mathématique ; si on perturbe légèrement le système, en le faisant tourner plus vite par exemple, ou en rajoutant

une particule dans une couche ou dans une autre, un changement radical s'ensuit.

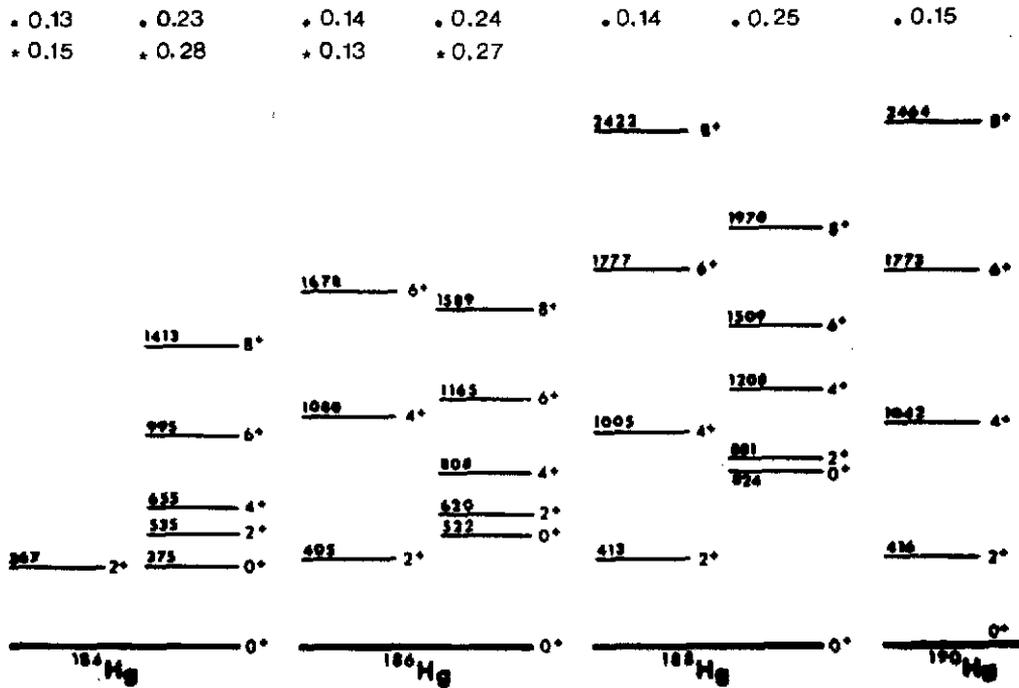


Figure 22 : Schémas de niveaux des isotopes p-p de Hg déficients en neutrons montrant la coexistence de forme. Les chiffres indiqués au-dessus des bandes sont les valeurs de  $|\beta_2|$  déduites de mesures de durées de vie (avec une astérisque) et des énergies des divers états dans chaque bande (avec un point noir).

Ce phénomène de coexistence de forme allongée-faiblement aplatie a été observé aussi dans les isotopes pair-pairs et impairs de Platine ainsi que dans les isotopes impairs d'Or, tous très déficients en neutrons. En 1972, les variations brutales des états excités  $0^+$  et  $4^+$  entre le  $^{188}\text{Pt}$  et le  $^{186}\text{Pt}$ , observées par étude de décroissance permirent d'étendre le phénomène aux isotopes de Pt<sup>46,47</sup>.

Les isotopes impairs de  $^{187-185}\text{Pt}$ <sup>48,49</sup> étudiés par décroissance et sur faisceau en 1975 présentent une bande de rotation normale, signature d'une forme allongée, pour  $A=185$  et une bande découplée pour  $A=187$  dénonçant ainsi une forme aplatie. Il faut se garder de croire qu'un noyau impair a la même forme que les isotopes pair-pairs adjacents mais cette transition de forme établie dans les Pt impairs laisse supposer l'existence du même phénomène dans les Pt pair-pairs.

De la même manière, la coexistence a été clairement établie dans les isotopes impairs d'Au ( $A=185, 187, 189$ )<sup>50,51</sup> à Isocèle et par réactions IL par l'observation de bandes découplées bâties sur les états  $11/2^-$  (signature d'une forme aplatie) et  $9/2^-$  et  $13/2^+$  (indices d'une forme allongée).

### III - LES CONCEPTS THEORIQUES MIS EN OEUVRE

#### 1 - Notre hypothèse limitative de la description de ces noyaux

Ayant dressé un rapide bilan expérimental de la spectroscopie des noyaux situés loin de la vallée de stabilité, il convient de définir l'outil théorique que nous allons utiliser pour les décrire. Dans ce cours nous allons nous limiter aux modèles dits "microscopiques", qui ont déjà permis de comprendre la structure des noyaux situés sur la vallée de stabilité. En effet nous considérons le noyau de masse A comme l'assemblée de A nucléons en interaction ; nous voulons décrire, de plus, l'ensemble des noyaux de la charte, légers, moyens, lourds et super-lourds.

Nous n'aborderons pas ici, sans aucun jugement de valeur, mais pour des raisons de limitation évidente en temps les modèles théoriques ne répondant pas à ce critère. C'est ainsi que nous ne parlerons pas du modèle de bosons IBA en interaction<sup>52-56</sup>, ni des calculs de modèle en couches. Parmi les modèles faisant intervenir la représentation de bosons, le modèle IBA "Interacting Boson Approximation" est certainement le plus connu des expérimentateurs ; utilisant la théorie des groupes, il inclue les limites vibrationnelle, rotationnelle de symétrie axiale ou non comme correspondant aux différents sous-groupes du groupe SU (6) :

- SU (5) pour la limite vibrationnelle
- SU (3) pour la limite rotationnelle (noyaux rotateurs rigides à symétrie axiale)
- O (6) pour les noyaux  $\gamma$  instables (noyaux rotateurs instables en déformation triaxiale)

Les énergies ainsi que les probabilités de transition dans les trois cas prennent des formes analytiques simples dans la version primitive de IBA. Cependant la liaison bosons-nucléons, c'est-à-dire les fondements physiques du modèle et la dérivation microscopique des paramètres restent des questions ouvertes à ce jour, même si de nombreux résultats ont été obtenus dans des noyaux à peu de nucléons de valence, près des couches fermées .

En ce qui concerne le modèle des couches, de très nombreux calculs ont été réalisés avec seulement quelques nucléons de valence (4 ou 5 particules de valence actives). Des calculs complets, c'est-à-dire multi-couches, sans coeur inerte et utilisant des interactions N-N raisonnables, n'ont pu être menés que pour des noyaux relativement légers ( $A \sim 50$  par A. Zucker)<sup>57, 58</sup>, avec les ordinateurs disponibles actuellement.

Le lecteur pourra se référer au cours de Claude Mahaux qui discute de manière exhaustive le modèle en couches et les limitations de l'approximation de particules indépendantes.

Comme nous l'avons dit, les concepts théoriques que nous mettrons en oeuvre sont ceux du problème à N corps, c'est-à-dire les méthodes ou modèles microscopiques : en effet

nous voulons décrire de manière unitaire à la fois les caractéristiques de l'état fondamental d'un noyau "exotique" (rayon carré moyen, densité nucléaire, énergie totale de liaison, déformation...) et ses niveaux excités de basse énergie. Dans notre analyse microscopique, un noyau de masse  $A$  est considéré comme un ensemble de  $A$  nucléons en interaction. La complexité de tels calculs microscopiques est évidente mais il convient de bien comprendre que cette approche apporte des informations que les modèles phénoménologiques sont incapables de fournir ; la difficulté est le prix à payer pour décrire de façon unitaire les propriétés globales du noyau et ses excitations de basse énergie et ce pour tous les nombres de masse.

En caricaturant à l'extrême cette idée, nous pourrions dire qu'à l'aide des seules formules empiriques de Von Weisacker et du modèle rotationnel

$$M(A, Z) = Z M(H) + (A - Z) M_n - U_V A + U_S A^{2/3} + U_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} + U_T \frac{(N-Z)^2}{A}$$

$$E_I - E_{\text{Fondamental}} = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2$$

et à leurs paramètres  $U_V$ ,  $U_S$ ,  $U_C$ ,  $U_T$ ,  $A$  et  $B$ , il est possible de retrouver la masse et les premiers niveaux excités de nombreux noyaux de la charte. Nous n'aurions cependant pas une vue unitaire des propriétés globales et spectroscopiques des noyaux et surtout nous ne connaissons pas l'origine de ces divers paramètres à partir des constituants du noyau et de leur interaction.

Sir Denis Wilkinson affirmait en 1976<sup>59</sup> que le noyau de  $^{208}\text{Pb}$  était constitué de 79 % de nucléons, 5,4 % de paires N-N, 1 % de particules alphas, 11 % de pions, 1,4 % de résonances isobariques, 0,5 % d'antinuéons, 2 % de mésons lourds, 0,1 % d'hypérons etc... Nous ne nous occuperons que du degré de liberté nucléonique des noyaux "exotiques".

Dans ce problème à  $N$  corps, nous devrions envisager de sommer tous les termes de rediffusion des nucléons en interaction, deux à deux, à l'intérieur du noyau. Malheureusement on ne sait le faire que pour le problème à 3 corps ( $t$ ,  $\pi$   $d$  etc...). Au delà les calculs sont impraticables. Or le modèle de Mayer et Jensen a obtenu de nombreuses confirmations expérimentales : nombres magiques retrouvés, énergies de séparation, moments statiques multipolaires, spins et parités des premiers niveaux des noyaux  $A$  impairs. Ce modèle est basé sur l'hypothèse de particules indépendantes ce qui semble a priori étonnant vu que les forces nucléaires sont, à l'inverse de la physique atomique, à très courte portée et intenses. On comprend que le principe de Pauli augmente le libre parcours moyen  $\lambda$ , le faisant passer de la valeur initiale de 1 Fermi à la valeur de quelques dizaines de Fermi;  $\lambda$  est inversement proportionnel à la densité  $\rho$  des nucléons et à la section efficace  $\sigma$  de collision ; à partir du principe de Pauli de nombreux nucléons ne peuvent interagir, les états finaux après collision étant déjà occupés.  $\sigma$  diminue et  $\lambda$  augmente et devient de l'ordre des dimensions du noyau. On

peut légitimement parler de particules indépendantes. Nous retiendrons donc le postulat de l'existence d'un champ moyen créé par l'ensemble des nucléons. Nous remplaçons le problème de  $A$  nucléons en interaction par celui de  $A$  particules indépendantes, chacune étant plongée dans un champ moyen, c'est-à-dire un potentiel créé par l'ensemble des  $A$ .

D'autre part, bien que des calculs à trois corps<sup>60</sup> dans  $\text{He}^3$  aient donné de bons résultats avec des forces à trois corps, il n'existe pas d'évidence expérimentale claire de telles forces à trois corps. Nous admettrons donc que les forces à deux corps sont seules présentes.

En résumé dans ce cours, pour décrire les noyaux situés loin de la vallée de stabilité, nous postulons que les noyaux ne sont formés que de nucléons interagissant par des forces nucléaires à deux corps. D'autre part nous ne traiterons que de noyaux froids décrits par une fonction d'onde à l'approximation de particules indépendantes.

## 2 - L'interaction nucléon-nucléon

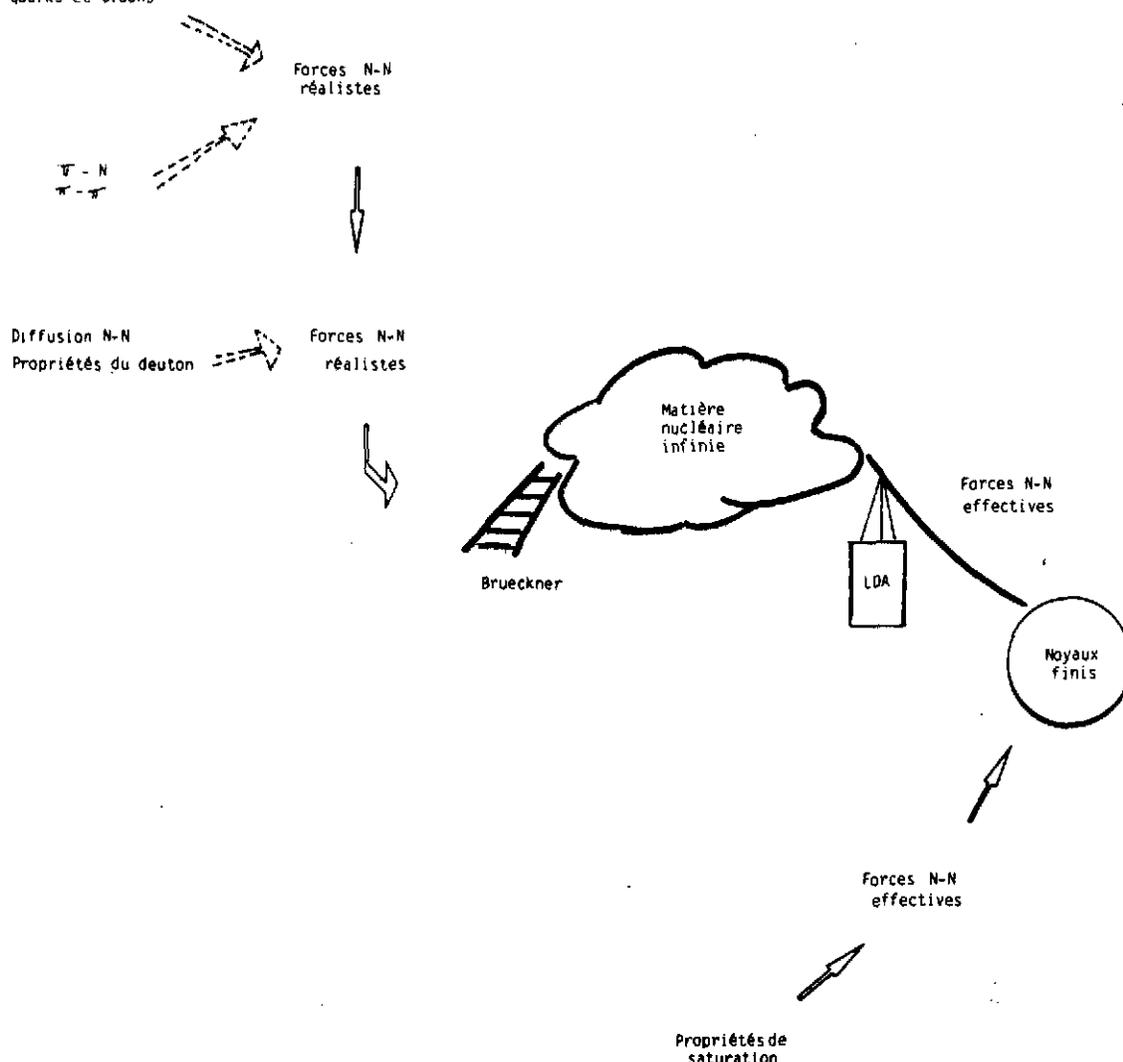
Le problème de l'interaction N-N à deux corps est certainement le plus important de la physique nucléaire. Plusieurs modes de pensée s'offrent à nous pour construire une telle interaction nucléon-nucléon. La première et peut-être la plus "noble", c'est-à-dire la plus microscopique serait d'interroger la physique des particules qui décrit les nucléons comme constitués de quarks confinés, interagissant par l'intermédiaire de gluons, bosons vecteurs  $\vec{1}$  de l'interaction forte : idéalement on construirait un potentiel N-N à partir de l'échange de gluons entre les quarks des nucléons en interaction ; de nombreux travaux utilisent une telle voie par l'intermédiaire des modèles "de sacs" pour les nucléons et arrivent à livrer des forces N-N complexes et contenant de multiples paramètres liés au modèle utilisé<sup>61,62</sup>. Cependant en l'absence d'une véritable justification théorique du confinement et devant l'impossibilité de résoudre ce problème, une approche de ce point de vue est encore un rêve.

Une autre approche utilise le champ mésonique et est basée sur l'idée originale de Yukawa de 1935<sup>63</sup> selon laquelle l'échange de mésons est responsable de la force N-N. Dans ce modèle, la portée de l'interaction est liée à l'inverse de la masse ; plus la distance entre les nucléons devient faible, c'est-à-dire à courte portée, plus de pions interviennent. Il faut tenir compte alors de 1, 2, 3, ... pions (mésons  $\pi$ ) ou de mésons lourds tels les particules  $\rho$  ou  $\omega$ . A très courte portée, dans l'impossibilité de tenir compte de tous les échanges nécessaires, la force est ajustée phénoménologiquement sur la diffusion N-N libre et l'état lié du deuton. Un des plus beaux exemples d'une telle démarche est le potentiel de Paris (Vinh-Mau 1979)<sup>64</sup>.

La force N-N présente le défaut majeur de donner une très mauvaise convergence

des séries de perturbation parce qu'elle contient un coeur répulsif plus ou moins dur. Dans la matière nucléaire infinie ou les noyaux finis, il faut définir une interaction N-N tenant compte, par le principe de Pauli, d'autres nucléons que ceux de la paire interagissante. On appelle une telle interaction, interaction effective. Cette dernière peut être en principe déterminée par la méthode de Brückner 1954<sup>65</sup> et l'approximation de densité locale LDA 1961<sup>66</sup>. Dans une telle approche, les propriétés de saturation sont qualitativement bien reproduites mais pour obtenir une description quantitative des noyaux finis, il est nécessaire de rajouter des corrections (Negele 1970<sup>67</sup>, Campi 1972<sup>68</sup>).

Quarks et Gluons



**Figure 23** : Représentation schématique du passage des interactions réalistes aux interactions effectives.

Compte-tenu de la nécessité d'effectuer en tous cas des corrections phénoménologiques et de la difficulté inhérente à l'approche de Brückner, on peut choisir une approche entièrement phénoménologique pour construire directement une interaction effective utilisable pour des calculs dans les noyaux finis, légers ou lourds. On ajuste une fois pour toutes les paramètres de cette interaction sur les énergies de liaison et les rayons de quelques noyaux sphériques stables. On s'inspire des résultats des calculs de Brückner pour inclure une dé-

pendance de l'interaction effective dans la densité nucléaire au centre de masse de la paire N-N interagissante (l'interaction effective dépend de l'endroit où on se trouve dans le noyau). On peut classer ces forces, par exemple, suivant la portée de leur partie centrale : certaines sont à portée finie (somme de gaussiennes Gogny 1973<sup>69</sup>, Rouben 1972<sup>70</sup>) et d'autres par souci de simplicité sont composées d'une force de portée nulle (force  $\delta$  de contact) corrigée par une partie dépendante des vitesses. C'est le cas des forces de Skyrme (Vautherin, Brink, Moskowski 1970-72)<sup>71-73</sup> dont les paramètres (au plus 10) sont ajustés une fois pour toutes sur les propriétés statiques des noyaux sphériques, sur les propriétés des résonances géantes et sur les propriétés de déformation telle que la hauteur de la barrière de fission dans les actinides (voir annexe 1).

La figure 23 illustre de façon schématique le passage des interactions réalistes aux interactions effectives<sup>74</sup>.

### 3 - Schéma des diverses étapes du problème à N corps permettant d'atteindre la structure des noyaux exotiques

Une fois définie l'interaction nucléon-nucléon effective, on résout l'équation de Schrödinger dépendant du temps à l'approximation de particules indépendantes. En restreignant ainsi nos fonctions d'onde nucléaires à des déterminants de Slater, on obtient l'équation de Hartree-Fock dépendant du temps, dénotée en anglais par "Time-dependent Hartree-Fock" ou par le sigle TDHF. Deux types de calculs doivent être effectués :

i) on recherche une solution de l'équation statique de Hartree-Fock (HF) ; en pratique, il faut ajouter, à nos solutions de particules indépendantes, les corrélations d'appariement que l'on traite à l'approximation de Hartree-Fock Bogoliubov (HFB) ou à l'approximation de Bardeen-Cooper-Schrieffer (HF+BCS). Pour décrire l'espace de déformation, par exemple celui de la déformation quadrupolaire axiale, on veut s'intéresser aux solutions hors de l'équilibre. Pour ce faire, on résout l'équation de Hartree-Fock contraint (CHF) en imposant une contrainte sur la valeur moyenne de l'opérateur quadrupolaire. La résolution des équations CHF fournit la surface d'énergie potentielle de déformation  $V(q)$  et les solutions propres de l'hamiltonien à 1 particule (énergies  $\epsilon(q)$  et fonctions d'onde de particules individuelles  $\omega_1(q)$  en fonction de la déformation).

ii) on résout les équations dynamiques TDHF en formulant l'hypothèse que l'énergie cinétique collective par nucléon est petite par rapport à l'énergie d'excitation individuelle, soit encore que la vitesse associée au mouvement collectif est faible comparée à celle des excitations individuelles. Cette approche constitue ce que l'on appelle l'approximation adiabatique de TDHF (notée ATDHF) qui conduit à la détermination de paramètres d'inertie  $M(q)$  pour la rotation et les vibrations en fonction de la déformation  $q$ . Ces paramètres d'inertie sont analogues à ceux obtenus pour la rotation par Thouless-Valatin (TV). Ils représentent une version self-consistante de ceux obtenus par la méthode du "Cranking" (de la manivelle, inusité en français).

Pour décrire les propriétés des noyaux pair-pairs, on injecte les quantités  $M(q)$  et  $V(q)$  déterminées microscopiquement par ATDHF et CHF dans l'hamiltonien collectif le plus général, à savoir l'hamiltonien de Bohr arbitrairement quantifié que l'on résoud numériquement.

Pour atteindre la structure des noyaux  $A$  impairs ou impair-impairs, ou bien encore pair-pairs en incluant les excitations individuelles, dans le cadre du modèle unifié de Bohr et Mottelson, on couple les excitations du coeur données par la dynamique collective de l'hamiltonien de Bohr (dans une première étape seulement par la dynamique d'un rotor) aux excitations de 1 ou 2 quasi-particules.

A partir de ce schéma (voir figure 24)<sup>74</sup> décrivant les diverses étapes faisant de passer d'une interaction effective aux propriétés spectroscopiques de basse énergie des noyaux, le plan de la suite du cours apparaît de lui-même. Le chapitre II est consacré à l'approximation TDHF et à ses solutions statiques HFB et HF+BCS. Nous y discuterons les propriétés globales des noyaux dans leur état fondamental (forme, masse ou énergie de liaison totale, densité, rayon carré moyen etc...). Le chapitre III traite de l'approximation ATDHF et ses dérivés (modèles de Cranking et de Thouless-Valatin) ainsi que de la résolution numérique de l'Hamiltonien de Bohr. Des applications de ces théories aux niveaux de basse énergie des noyaux pair-pairs situés loin de la vallée de stabilité seront présentées. Enfin le chapitre IV est dévolu au couplage du degré de liberté individuel à la dynamique collective du coeur. Des illustrations de ces concepts seront donnés dans les noyaux impairs et impair-impairs. Dans le domaine de la spectroscopie des états fondamentaux et des états excités de basse énergie des noyaux situés loin de la vallée de stabilité, tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique, les conclusions de ce cours ou plutôt les perspectives de travail pour les prochaines années seront tirées ou entrevues dans le chapitre V.

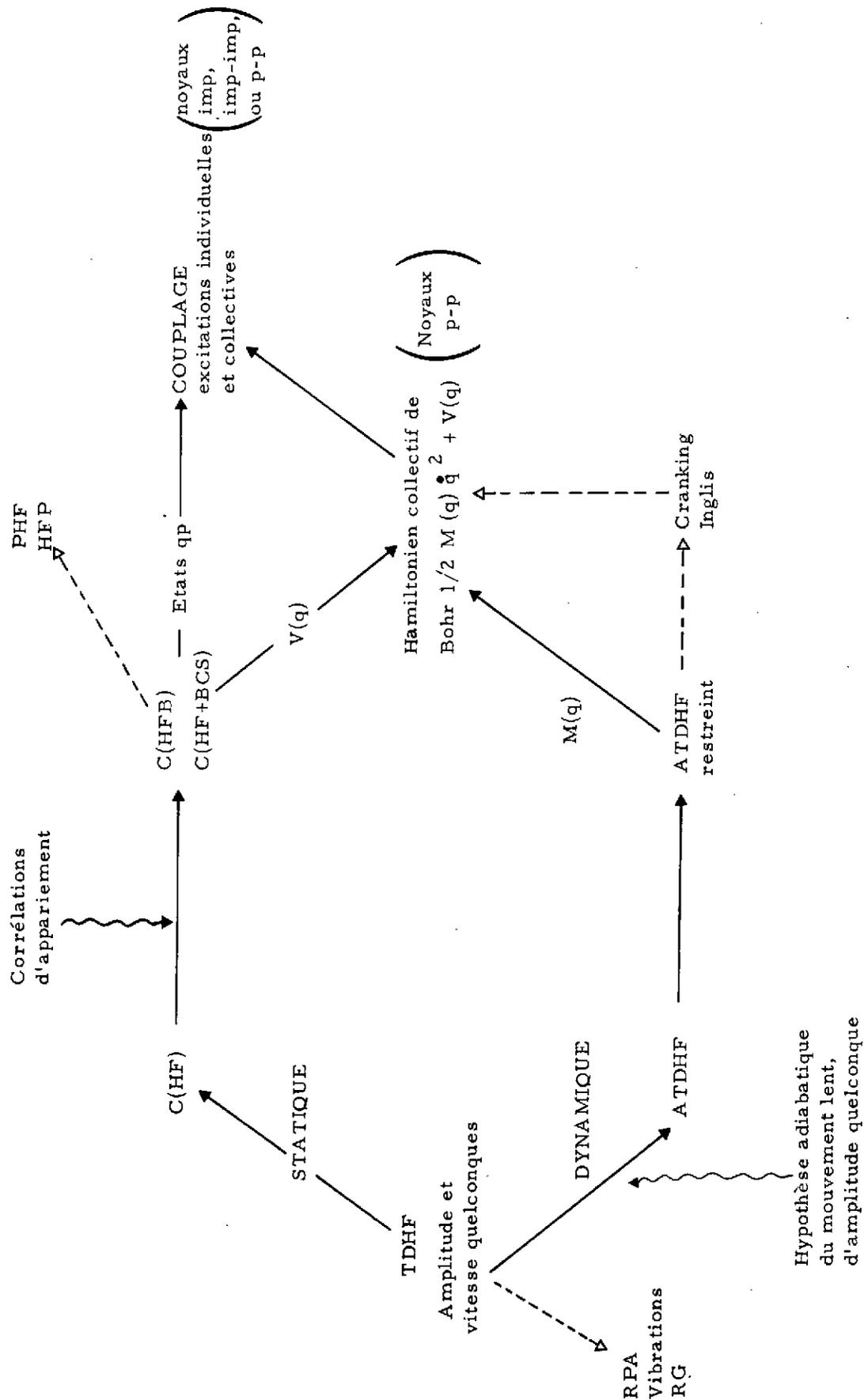


Figure 24 : Les modèles "microscopiques": schéma des diverses étapes à effectuer en partant d'interactions effectives pour obtenir les propriétés spectroscopiques des noyaux pair-pairs, impairs ou impair-impairs.



## CHAPITRE II

### PROPRIETES GLOBALES DES NOYAUX "EXOTIQUES" DANS LEUR ETAT FONDAMENTAL

#### I - L'APPROXIMATION DE PARTICULES INDEPENDANTES

L'approximation de Hartree-Fock dépendant du temps (TDHF définie précédemment) fut introduite en 1930 par P. A. M. Dirac<sup>75</sup> pour les besoins de la physique atomique. Son utilisation non triviale en physique nucléaire ne date que de 1976-78 pour traiter les collisions entre ions lourds<sup>76, 77</sup>. Elle ne comporte à l'heure actuelle aucune application pour les noyaux "exotiques" qui nous intéressent. Cependant l'approximation TDHF s'est avérée être la source de nombreuses approximations, telles l'approximation ATDHF adiabatique de TDHF, l'approximation des phases aléatoires (RPA ou en anglais "Random Phase Approximation), le modèle du Cranking et bien sûr la théorie stationnaire de Hartree-Fock et tout ce qui en dérive. C'est pourquoi, dans le but pédagogique de présenter de manière unitaire les diverses approches du problème à N corps utilisées pour décrire les noyaux "exotiques", nous rappellerons les hypothèses physiques, les ingrédients et les limitations de la méthode TDHF. Le lecteur pourra se reporter aux références indiquées ci-après pour plus de détails<sup>77-82</sup>.

Il existe de nombreuses dérivations de l'équation TDHF. Par exemple, on peut avec un hamiltonien effectif H minimiser l'intégrale d'action suivante

$$\mathcal{J} = \int_{t_1}^{t_2} dt \langle \psi(t) | i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H | \psi(t) \rangle \text{ soit } \delta \mathcal{J} = 0$$

où  $\delta$  représente des variations de la fonctionnelle  $\mathcal{J}(\psi, \psi^*)$  par rapport à  $\psi$  et  $\psi^*$ , en imposant des valeurs constantes pour la fonction d'onde aux bornes d'intégration :

$$\delta \psi(t_1) = \delta \psi(t_2) = 0.$$

Si la fonction d'onde  $\psi$  est générale cette minimisation conduit à l'équation de Schrödinger dépendant du temps

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, t) = H(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t)$$

Si par contre les variations de  $\psi$  sont limitées dans le sous-ensemble des déterminants de Slater de l'espace de Hilbert, c'est-à-dire si l'on admet que la fonction d'onde

nucléaire reste pendant toute l'évolution en temps un déterminant de Slater, la minimisation aboutit aux équations de TDHF. Effectuer l'approximation de TDHF signifie résoudre l'équation de Schrödinger dépendant du temps à l'approximation de particules indépendantes. En effet on peut décrire la fonction d'onde de A nucléons comme le produit de A fonctions d'onde de particules indépendantes à 1 corps ; cependant cette solution mathématique ne convient pas physiquement à cause de la symétrie d'échange des nucléons. Pour des fermions on doit considérer une combinaison linéaire antisymétrique, appelée déterminant de Slater :

$$\Psi(\{\vec{r}_i\}, t) = \frac{1}{\sqrt{A}} \begin{vmatrix} \varphi_1(\vec{r}_1, t) & \dots & \varphi_1(\vec{r}_A, t) \\ \vdots & & \vdots \\ \varphi_A(\vec{r}_1, t) & \dots & \varphi_A(\vec{r}_A, t) \end{vmatrix}$$

Si on introduit l'hamiltonien correspondant au champ de Hartree-Fock  $h$ , c'est-à-dire un opérateur à 1 corps, les équations de TDHF s'écrivent pour les fonctions individuelles  $\varphi_a(t)$

$$i\hbar \dot{\varphi}_a(t) = h \varphi_a(t) \quad \text{l'indice } a \text{ portant sur les états occupés avec } \dot{\varphi}_a = \frac{\partial \varphi_a}{\partial t}$$

En définissant la matrice densité réduite à 1 corps (voir annexe 2)

$$\rho(t) = \sum_{a \text{ occupés}} |\varphi_a(t)\rangle \langle \varphi_a(t)|$$

l'hamiltonien  $h$  s'écrit alors symboliquement

$$h(\rho) = t + \text{Tr } \tilde{V} \rho$$

et les équations de TDHF prennent la forme

$$i\hbar \dot{\rho} = [h(\rho), \rho]$$

L'approximation TDHF respecte un certain nombre de lois de conservation ; par exemple seront conservées :

- l'énergie totale car

$$\frac{dE}{dt} \sim \frac{\partial E}{\partial \rho} \times \frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{Tr } h \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} \text{Tr } \hbar h [h, \rho] = 0$$

- le nombre de nucléons A car

$$\frac{dA}{dt} = \frac{d}{dt} \text{Tr } \rho = -i\hbar \text{Tr } [h, \rho] = 0$$

- en valeur moyenne seulement l'impulsion, le moment cinétique et la parité. Par contre les équations TDHF

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho = [h(\rho), \rho]$$

ne sont plus linéaires, ce qui fait que l'on perd le principe de superposition (de plus une somme de déterminants de Slater n'est pas en général un déterminant de Slater). La résolution de ces équations s'avère excessivement difficile et longue. Pour conclure ce paragraphe, il faut bien comprendre que les nucléons se meuvent dans un champ moyen comme des particules indépendantes et que l'évolution en temps de chaque nucléon est imposé par les autres, à travers le champ moyen. Ainsi un nucléon pourra-t-il "répondre" aux mouvements des autres et si plusieurs nucléons "répondent" de manière cohérente, on conçoit bien que les phénomènes collectifs surgiront.

## II - L'APPROXIMATION STATIONNAIRE DE HARTREE-FOCK

### 1 - Equations

i) Pour une onde stationnaire toute la dépendance en temps est concentrée dans un facteur de phase exponentiel

$$\varphi_a(t) = e^{-i \frac{\epsilon_a t}{\hbar}} \tilde{\varphi}_a$$

L'équation de TDHF devient l'équation de HF stationnaire

$$\hbar \tilde{\varphi}_a = \epsilon_a \tilde{\varphi}_a$$

L'énergie totale de HF pour le noyau A s'écrit :

$$E_{\text{HF}} = \sum_{\substack{a \\ \text{a occupés}}} \langle a | t | a \rangle + \frac{1}{2} \sum_{\substack{a, b \\ \text{occupés}}} \langle ab | V | \tilde{a}\tilde{b} \rangle$$

où le premier terme est l'énergie cinétique et le deuxième fait intervenir le potentiel de HF soit encore

$$E_{\text{HF}} = \frac{1}{2} \sum_a (\langle a | t | a \rangle + \epsilon_a)$$

ii) On peut écrire la solution statique du problème général dépendant du temps.

$$i\hbar \dot{\rho} = [h(\rho), \rho]$$

avec

$$\dot{\rho} = \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{soit} \quad [h(\rho), \rho] = 0$$

Les fonctions  $\varphi_a$  de particules individuelles de HF sont états propres de  $h$  et de  $\rho$ .

L'énergie totale de HF s'écrit en fonction de la matrice densité

$$E_{\text{HF}} = \sum_{\substack{ab \\ ij}} \rho_{ij} \langle i|t|j \rangle + \frac{1}{2} \sum_{ijkl} \rho_{ij} \rho_{kl} \langle ik|v|jl \rangle$$

avec

$$\langle i|h|j \rangle = \frac{\partial E_{\text{HF}}}{\partial \rho_{ij}} \quad \text{ou en écriture symbolique}$$

$$E_{\text{HF}} = \text{Tr } t\rho + \frac{1}{2} \text{Tr } \text{Tr } \rho \tilde{V} \rho = \text{Tr } t\rho + \frac{1}{2} \text{Tr } \tilde{V} \rho \quad \text{avec } \tilde{V} = \text{Tr } \rho \tilde{V}$$

Pour résoudre pratiquement les équations HF, deux possibilités s'offrent à nous<sup>83-86</sup> :

- projeter ces équations en représentation  $\vec{r}$  et résoudre le système d'équations intégrales couplées ainsi obtenues. Pour le cas d'interactions effectives de type Skyrme, l'énergie totale E peut s'exprimer comme une intégrale spatiale d'une fonction des densités  $\rho(\vec{r})$  et de leurs gradients ainsi que des densités d'énergie cinétique  $\tau(\vec{r})$

$$E = \int d\vec{r} \mathcal{H}(\rho, \tau)$$

avec

$$\rho(\vec{r}) = \langle \vec{r}|\rho|\vec{r} \rangle = \sum_a |\varphi_a(\vec{r})|^2$$

$$\tau(\vec{r}) = \sum_a |\vec{\nabla} \varphi_a(\vec{r})|^2$$

- projeter ces équations sur une base d'oscillateur harmonique finie adaptée à la symétrie imposée au noyau ; on est alors conduit à un problème standard de diagonalisation. En effet si les états de HF  $|a\rangle$  s'expriment sur la base orthonormée  $|j\rangle$  de dimension M par :

$$|a\rangle = \sum_{j=1}^M c_j^a |j\rangle$$

il reste à diagonaliser h tel que :

$$\sum_{j'} \langle j|h|j' \rangle c_{j'}^a = \epsilon_a c_j^a$$

avec l'élément de matrice de h

$$\langle j|h|j' \rangle = \langle j|t|j' \rangle + \sum_{a=1}^A \sum_{j_1 j_2}^M c_{j_1}^a c_{j_2}^a \langle j j_1 |v|j' j_2 \rangle$$

Les équations ainsi obtenues ne sont pas linéaires par rapport aux coefficients  $c_j$ .

Dans le cas des noyaux sphériques, la première méthode est bien adaptée car on est conduit à

à résoudre un système d'équations intégral-différentielles couplées (ou éventuellement différentielles à une seule variable  $r$ ).

Dans le cas des noyaux déformés par contre, le problème posé est à 2 ou 3 variables suivant que la solution est à symétrie axiale ou non ; c'est pourquoi la méthode de résolution la plus souvent utilisée consiste à projeter sur une base adaptée au problème, par exemple une base d'oscillateur harmonique déformé.

Pour des interactions de portée finie, le problème technique principal réside dans le calcul des éléments de matrice à deux corps.

## 2 - Traitement des corrélations d'appariement

La méthode self-consistante pour inclure les corrélations d'appariement notée HFB (Hartree-Fock Bogoliubov) consiste à faire l'hypothèse que la fonction d'onde de l'état fondamental  $|\Phi\rangle$  est représentée par le vide de quasi-particules  $\beta$  définies à partir des états de particules par la transformation unitaire de Bogoliubov

$$\beta_k^+ = \sum_i u_{ik} a_i^+ + v_{ik} a_i$$

$$\beta_k |\Phi\rangle = 0$$

La minimisation de l'énergie  $\langle \Phi | H | \Phi \rangle$  s'effectue en utilisant les éléments de la matrice densité précédemment définie  $\langle i | \rho | j \rangle = \langle \Phi | a_j^+ a_i | \Phi \rangle$  et du tenseur d'appariement  $\langle i | \chi | j \rangle = \langle \Phi | a_i a_j | \Phi \rangle$  comme paramètres variationnels.

L'énergie de HFB s'écrit :

$$E(\rho, \chi) = \text{Tr} \rho \epsilon + \frac{1}{2} [\text{Tr} \chi \tilde{V} \rho - \text{Tr} \Delta \chi] \text{ avec } \Delta = \frac{1}{2} \text{Tr} \chi \tilde{V}$$

D. Gogny fut le premier à avoir réalisé de tels calculs HFB entièrement self-consistents, pour des noyaux légers ou lourds, sphériques ou déformés de la vallée de stabilité<sup>86, 87</sup>.

Une méthode approchée consiste à inclure ces effets d'appariement en effectuant un calcul de BCS à la suite d'un calcul HF (noté (HF + BCS)). La transformation de Bogoliubov-Valatin, moins générale que celle de Bogoliubov est effectuée

$$\alpha_k^+ = u_k a_k^+ - v_k a_{-k} \quad u_k^2 + v_k^2 = 1$$

$$\alpha_k = u_k a_{-k}^+ + v_k a_k \quad \text{avec} \quad u_{-k} = u_k$$

$$v_{-k} = -v_k$$

faisant intervenir les paramètres  $v_k^2$  appelés probabilités d'occupation. Le vide des quasi-particules ainsi définies correspond à l'état de BCS introduit par Bardeen-Cooper-Schrieffer pour les besoins de la supraconductivité.

$$\alpha_k |BCS\rangle = 0$$

$$|BCS\rangle = \prod_{k>0} (u_k + v_k a_k^\dagger a_{-k}^\dagger) | \rangle$$

Une approximation ultérieure des calculs HF + BCS, où les probabilités d'occupation  $v_k^2$  ne sont plus obtenues de manière self-consistante, consiste à garder les éléments de matrice d'appariement, définis à partir de l'interaction  $V$  de l'hamiltonien microscopique, constants et égaux à

$$\langle i\bar{i} | v | j\bar{j} \rangle = -G \forall i, j$$

$$E_{HF+BCS} = \text{Tr } t\rho + \frac{1}{2} \text{Tr } \rho \tilde{V} \rho - \frac{G}{4} \sum_{\lambda} \left\{ v_{\lambda} (1 - v_{\lambda}^2)^{1/2} \right\}^2$$

Ceci fut réalisé pour le cas de la force de Skyrme par D. Vautherin<sup>83,88</sup> pour traiter des noyaux déformés.

Le problème du traitement des corrélations d'appariement peut s'avérer très important pour les noyaux "versatiles", comme nous le verrons au niveau des résultats.

### 3 - Les noyaux déformés : énergie d'un noyau hors équilibre

Les noyaux ont longtemps été considérés comme sphériques. Racah<sup>89</sup> émit en 1931 l'hypothèse d'une possible déformation pour les noyaux. Dès 1934-35 les mesures de structure hyperfine atomique dans les noyaux impairs, sensibles au moment quadrupolaire nucléaire ne purent être expliquées que par l'existence de moments quadrupolaires bien supérieurs à celui de particule individuelle.

Ceci fut vérifié tant par des mesures de probabilités de transition  $B(E2)$  de 10 à 100 fois supérieures à l'estimation de Weisskopf que par l'existence des isomères de fission ou encore par l'obtention expérimentale des successions de niveaux individuels par réactions de pick-up ou de stripping.

Le modèle de la goutte liquide implique à l'équilibre des formes sphériques. Hill et Wheeler<sup>90</sup> ont clairement montré que des corrections quantiques dues aux effets de couches viennent se rajouter à l'approximation classique de la goutte liquide et conduisent à des noyaux déformés dans leur position d'équilibre, pour l'état fondamental. Bohr et Mottelson<sup>91</sup>, ainsi

que Nilsson<sup>92</sup> fournirent un cadre conceptuel simple pour expliquer les résultats expérimentaux concernant la structure de basse énergie des noyaux. Ainsi donc, en dehors des noyaux magiques tels  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  et de leurs proches voisins semi-magiques, les noyaux, dans leur état fondamental, ne sont pas sphériques; la déformation axiale moyenne  $\beta_2$  passe de 0.10 pour les noyaux de transition peu déformés situés près des couches fermées, à 0.30 pour les noyaux bien déformés lourds et à 0.6 pour les isomères de fission.

Pour obtenir des informations sur tout l'espace de déformation, en dehors de la position d'équilibre, et ainsi connaître toute la courbe  $E(Q)$ , c'est-à-dire la dépendance de l'énergie en fonction de la déformation, il faut réaliser des calculs Hartree-Fock contraints (CHF)<sup>93, 94</sup>. La solution HF est contrainte d'accepter une déformation; le déterminant de Slater se voit astreint à posséder un moment quadrupolaire de masse  $\langle Q \rangle$ .

$$\langle Q \rangle = \langle 2r^2 P_2(\cos \theta) \rangle = \text{cte} \times \langle r^2 Y_{20} \rangle$$

et ce n'est plus l'énergie  $\langle H \rangle$  qu'il faut minimiser mais l'expression

$$\langle H' \rangle = \langle H \rangle - \mu \langle Q \rangle \quad \text{où } \mu \text{ est un paramètre de Lagrange}$$

Pour le cas de noyaux "triaxiaux", c'est-à-dire ne possédant pas la symétrie axiale, deux contraintes peuvent être prises en compte, une axiale et l'autre triaxiale, par exemple  $\langle Q_{20} \rangle = \langle Q \rangle$  et  $\langle Q_{22} \rangle = \langle r^2 (Y_{22} + Y_{2-2}) \rangle$  et on minimise l'expression<sup>95</sup>

$$\langle H - \lambda Q_{20} - \lambda' Q_{22} \rangle \quad \text{où } \lambda \text{ et } \lambda' \text{ sont des paramètres de Lagrange}$$

#### 4 - Quelques données expérimentales atteintes par les calculs HF

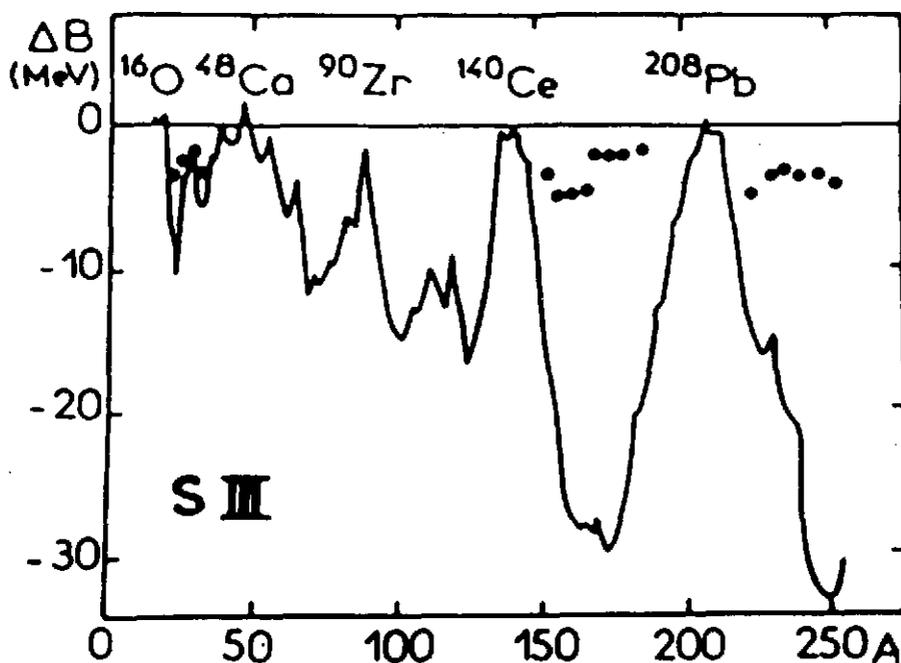
Les quantités physiques observables que l'on peut extraire des calculs HF, sont les suivantes :

a) l'énergie totale du noyau dans son état d'équilibre, et par là son énergie de liaison totale absolue. On rappelle que l'énergie de liaison totale  $B$  est définie par rapport aux masses usuelles par la relation  $M(A, Z) = ZM(H) + (A-Z)M(n) - B$ . Il s'agit bien d'une énergie "potentielle" que l'on note aussi bien par les lettres  $E$ ,  $B$  ou  $V$ . On compare aussi des différences d'énergie de liaison comme les énergies de séparation de deux neutrons qui s'écrivent

$$B_{2N} \text{ ou } S_{2N} = B(Z, N) - B(Z, N-2).$$

La force de Skyrme SIII, avec seulement sept paramètres (dont l'intensité d'appariement), utilisée dans des calculs HF + BCS permet de reproduire les énergies de liaison

absolues, tout au long de la charte à moins de 5 MeV<sup>73</sup>. C'est ce qu'illustre la figure 25 présentant l'écart  $\Delta B$  entre énergies de liaison théorique et expérimentale. Quand le désaccord excède 5 MeV, c'est qu'il faut tenir compte de l'éventuelle déformation des noyaux et réaliser des calculs G(HF + BCS) : les résultats alors obtenus, à savoir les points noirs sur la figure sont en très bon accord avec l'expérience. Le même type d'accord est obtenu pour les noyaux sphériques avec la force D1 de Gogny dans des calculs HFB<sup>87</sup>.



**Figure 25** : Différence  $\Delta B$  entre énergies de liaisons totales calculées et expérimentales. L'interaction de Skyrme III a été utilisée dans des calculs HF + BCS sphériques ; les points noirs correspondent aux solutions d'équilibre déformées<sup>73</sup>.

Il faut bien noter qu'il s'agit de calculs HFB et HF + BCS complets, c'est-à-dire sans coeur inerte, et utilisant des forces effectives non triviales.

Plus précisément, le tableau 1 donne les énergies de liaison de quelques noyaux déformés proches de la région des actinides<sup>96</sup>. Les énergies en MeV obtenues par des calculs C(HF + BCS) utilisant la force SIII, pour la position d'équilibre, ont été corrigées des effets de projection et de troncature. En effet, pour un noyau déformé le déterminant de Slater n'est pas un état de bon moment angulaire. On parle alors d'un état "intrinsèque", c'est-à-dire d'un mélange d'états de la bande fondamentale. Ce mélange est responsable d'une perte d'énergie de liaison. Pour le cas idéal d'une bande purement rotationnelle, cette différence d'inertie s'écrit pour les noyaux pair-pairs :

$$\Delta E = E_{\text{HF}} - E_{0+} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \langle \psi | \vec{J}^2 | \psi \rangle$$

où  $\mathcal{J}$  est le moment d'inertie,  $\langle \psi | \vec{J}^2 | \psi \rangle$  la valeur moyenne du carré du moment angulaire

total dans l'état intrinsèque  $|\psi\rangle$  et  $E_{0+}$  l'énergie totale du noyau dans son état fondamental  $0+$ .

D'autre part, la résolution même des équations de HF, entraîne de faibles erreurs sur l'énergie totale de liaison, qu'il convient d'estimer :

- si on a projeté les états à un corps de HF sur une base finie (ici il s'agit d'une base de 13 couches majeures d'oscillateurs  $N=13$ , soit plus de 300 états...) une légère erreur de troncature surgit qu'il convient d'évaluer,

- si on a résolu directement les équations de HF dans l'espace de configuration, il faut calculer l'incertitude qui provient du traitement de l'opérateur énergie cinétique à l'approximation des différences finies.

Noyaux	Valeurs calculées (13 couches)	Après correction de la troncature	Après projection $0+$	Expérience
$^{224}\text{Ra}$	1708.1	1715.0	1716.6	1720.4
$^{230}\text{Th}$	1743.2	1750.7	1752.6	1755.2
$^{236}\text{U}$	1778.7	1786.8	1788.7	1790.5
$^{244}\text{Cm}$	1823.9	1832.8	1834.7	1835.9
$^{248}\text{Cm}$	1847.7	1857.0	1859.0	1859.3

**Tableau 1** : Energies de liaison (en MeV) de quelques noyaux déformés de la région des actinides. Les valeurs calculées sont corrigées des effets de troncature et de projection  $0+$  pour être comparées à l'expérience<sup>96</sup>.

b) L'énergie en fonction de la déformation notée  $E(q)$  ou  $V(q)$  ;  $q$  est la variable caractérisant la déformation. Pour le cas de noyaux de symétrie axiale, il s'agit du paramètre  $\beta_2$  ou de manière équivalente du moment quadrupolaire  $Q$ . Les courbes d'énergie potentielle  $V(Q)$  obtenues permettent de reproduire pour les actinides les deux puits (de formes allongées  $\beta_2 \sim 0.3$  et  $\beta_2 \sim 0.6$ ) et d'aller jusqu'à la barrière de fission. C'est ce que présente la figure 26 obtenue par des calculs  $C(\text{HF} + \text{BCS})$  avec une force de type Skyrme SKM<sup>97</sup>.

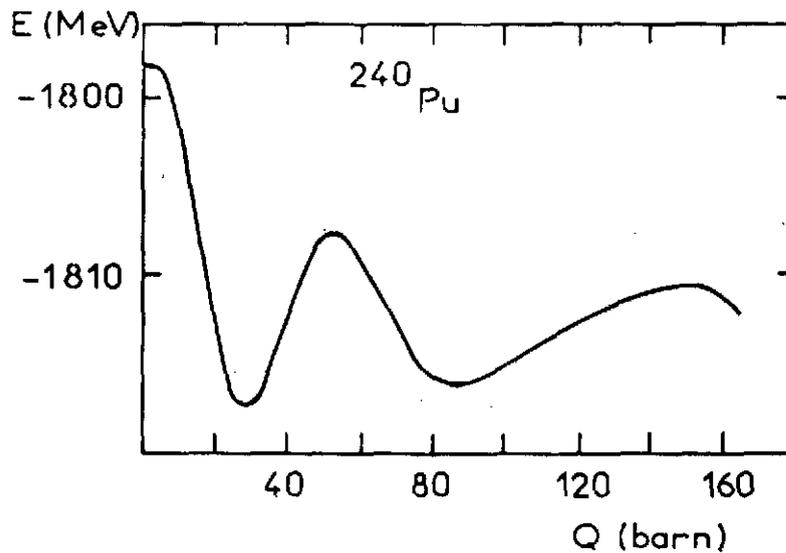


Figure 26 : Barrière de fission du  $^{240}\text{Pu}$  calculée à l'aide de la force de type (SKM) dans des calculs self-consistants C(HF + BCS)<sup>97</sup>.

Toujours pour le cas de la symétrie axiale les courbes d'énergie potentielle  $E(Q)$  obtenues dans des calculs C(HF + BCS) avec la force de Gogny<sup>98</sup> montrent la transition de forme existant dans les Sm ; le  $^{148}\text{Sm}$  est presque sphérique alors que le  $^{154}\text{Sm}$  est bien déformé de forme allongée (le puits le plus profond correspond à  $Q > 0$ , donc à une forme à l'équilibre allongée) (voir figure 27).

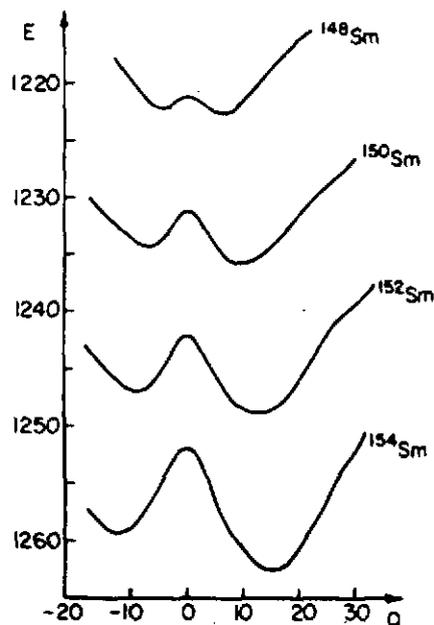


Figure 27 : Courbes d'énergies de déformation pour les isotopes de samarium de la région de transition  $N = 88-90$  obtenues dans des calculs C(HF+BCS) avec la force D1 de Gogny. Les énergies de liaison  $E$  sont en MeV et les moments quadrupolaires de masse en barn<sup>98</sup>.

Grâce aux calculs C(HFB) et C(HF + BCS) on connaît l'aptitude à se déformer d'un noyau, c'est-à-dire ses propriétés à l'équilibre et hors équilibre.

\* Depuis peu, des calculs à double contrainte  $\beta$  et  $\gamma$  pour des noyaux "triaxiaux" peuvent être aussi réalisés. Au lieu de tracer les courbes d'énergie potentielle  $V(\beta)$  pour chaque valeur du paramètre d'assymétrie  $\gamma$ , on dresse des surfaces d'énergie potentielle  $V(\beta, \gamma)$  dans le sextant  $(\beta, \gamma)$ . Des calculs C(HFB) avec la force de Gogny<sup>95,99</sup> montrent que la minimisation d'énergie, correspond pour les noyaux<sup>150-152</sup>Sm à une forme allongée axiale ( $\beta_2 > 0$  et  $\gamma = 0$ ) (voir figure 28).

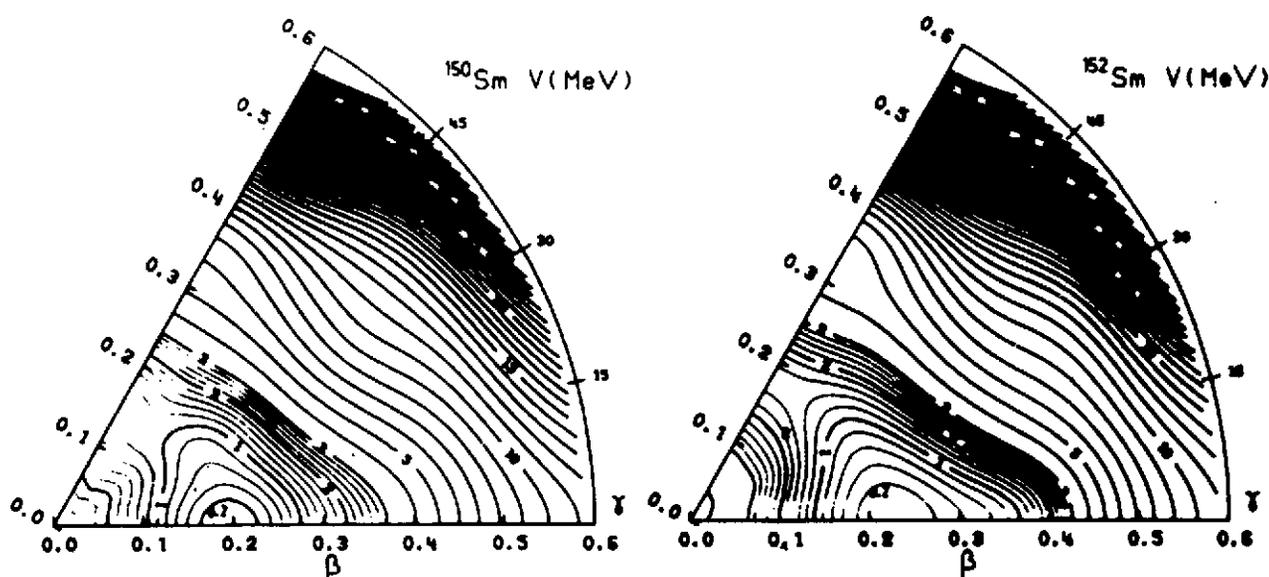


Figure 28 : Surfaces (ou cartes) d'énergie potentielle  $V(\beta, \gamma)$  pour <sup>150-152</sup>Sm obtenues dans des calculs C(HFB) "triaxiaux" avec la force D1. Le minimum d'énergie se situe pour  $\gamma = 0$  et  $\beta \sim 0.2$ <sup>95</sup>.

c) La densité nucléaire  $\rho(\vec{r})$  encore appelée distribution de densité qui s'écrit :

$$\rho(\vec{r}) = \sum_a \varphi_a^*(\vec{r}) \varphi_a(\vec{r})$$

Pour le cas des noyaux sphériques, elle est fonction de la seule coordonnée radiale :

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_a (2j_a + 1) \varphi_a^2(r)$$

Les expériences de diffusion d'électrons permettent d'atteindre les distributions de charge. Les calculs HF<sup>87,95</sup> permettent de reproduire assez bien les valeurs expérimentales (voir par exemple figure 29).

\* Pour la bonne compréhension de ce paragraphe le lecteur peut se reporter au chapitre III où la paramétrisation  $\beta, \gamma$  est largement discutée.

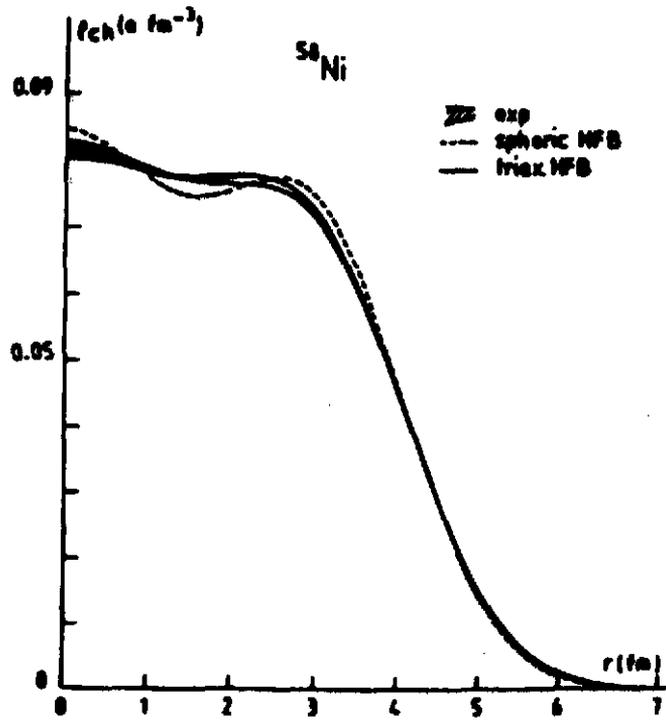


Figure 29 : Densités de charge expérimentale et théorique (HFB sphérique et C(HFB) "triaxial" avec la force D1).

d) Pour la solution à l'équilibre, les moments multipolaires d'ordre L définis par

$$Q_L \propto \sum_a \langle a | r^L Y_L^0 | a \rangle \text{ à une constante près}$$

Q (barn)

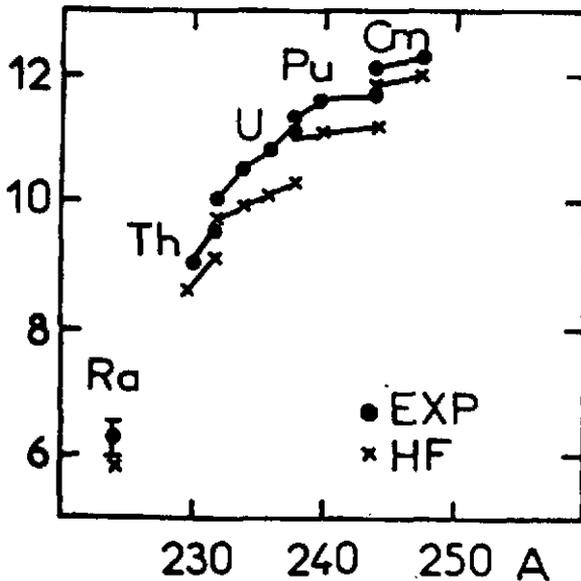


Figure 30 : Comparaison entre moments quadrupolaires de charge expérimentaux et théoriques pour quelques noyaux lourds.

en sommant uniquement sur les états de proton pour les moments de charge et sur tous les états pour les moments de masse. Les paramètres de déformation  $\beta_2$  et  $\beta_4$  sont déduits des moments multipolaires correspondants  $Q_2$  et  $Q_4$ . La forme du noyau à l'équilibre est ainsi atteinte. Les figures 30 et 31 montrent que les propriétés de déformation de la force SIII sont correctes<sup>83,100</sup>; les moments quadrupolaires et hexadécapolaires de noyaux lourds sont très bien reproduits par les calculs C(HF + BCS) axiaux utilisant cette force.

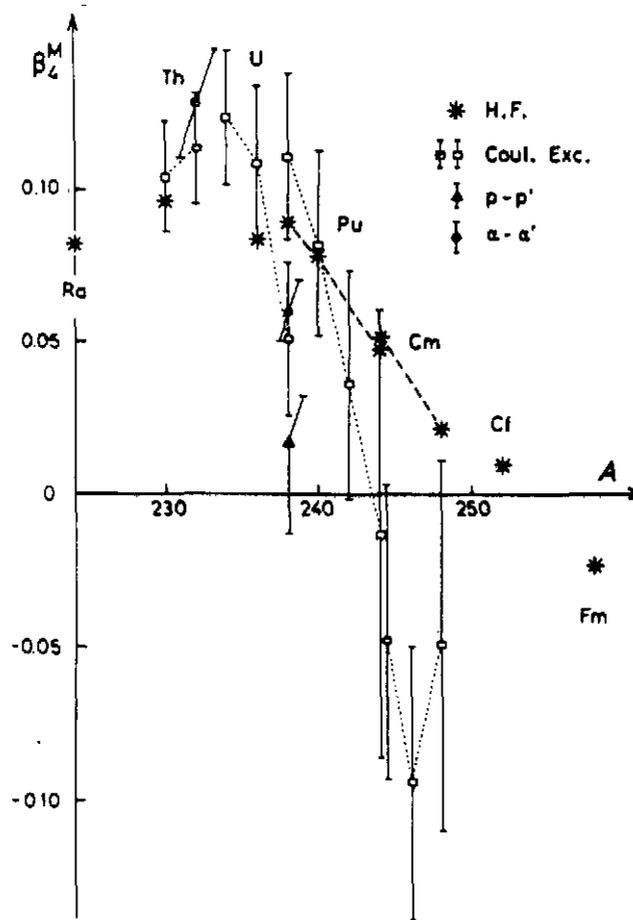


Figure 31 : Paramètres de déformation hexadécapolaires  $B_4^M$  de la distribution de masse pour quelques actinides : confrontation entre expérience et théorie C(HF + BCS).

e) Les rayons carrés moyens notés  $\sqrt{r^2}$  ou  $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$  avec

$$\overline{r^2} = \frac{1}{A} \sum_a \langle a | r^2 | a \rangle$$

sont reproduits à environ 1-2% dans des calculs C(HF + BCS) utilisant la force SIII (voir tableau 2)<sup>73</sup>.

Noyau	$^{16}\text{O}$	$^{20}\text{Ne}$	$^{24}\text{Mg}$	$^{28}\text{Si}$	$^{32}\text{S}$	$^{40}\text{Ca}$	$^{48}\text{Ca}$
Théorie	2.69	2.97	3.10	3.17	3.28	3.48	3.53
Expérience	2.73	2.91	3.03	3.14	3.24	3.49	3.48
Noyau	$^{56}\text{Ni}$	$^{90}\text{Zr}$	$^{152}\text{Sm}$	$^{162}\text{Dy}$	$^{184}\text{W}$	$^{208}\text{Pb}$	
Théorie	3.79	4.32	5.16	5.29	5.46	5.57	
Expérience	3.75	4.27	5.09	5.21	5.37	5.50	

Tableau 2 : Comparaison des rayons moyens carrés de charge expérimentaux et théoriques (en fm).

f) Les états de particules individuelles (ou de quasi-particules) en fonction de la déformation, à savoir les énergies  $\epsilon_a$  et les fonctions d'onde  $\varphi_a(\vec{r})$ , en particulier à l'équilibre.

Pour la force SIII ils sont en excellent accord quantitatif avec ceux tirés de calculs phénoménologiques (de type Nilsson ou oscillateur harmonique modifié) et ceci même pour des déformations extrêmes rencontrées dans les isomères de fission. La figure 32 présente un exemple typique d'états de protons (entre 82 et 114) obtenus dans le  $^{232}\text{Th}$  pour des calculs  $C(\text{HF} + \text{BCS})^{96}$ .

Les propriétés spectroscopiques des noyaux impairs constituent un test plus fin encore de la qualité des états de particules obtenus (voir chapitre IV).

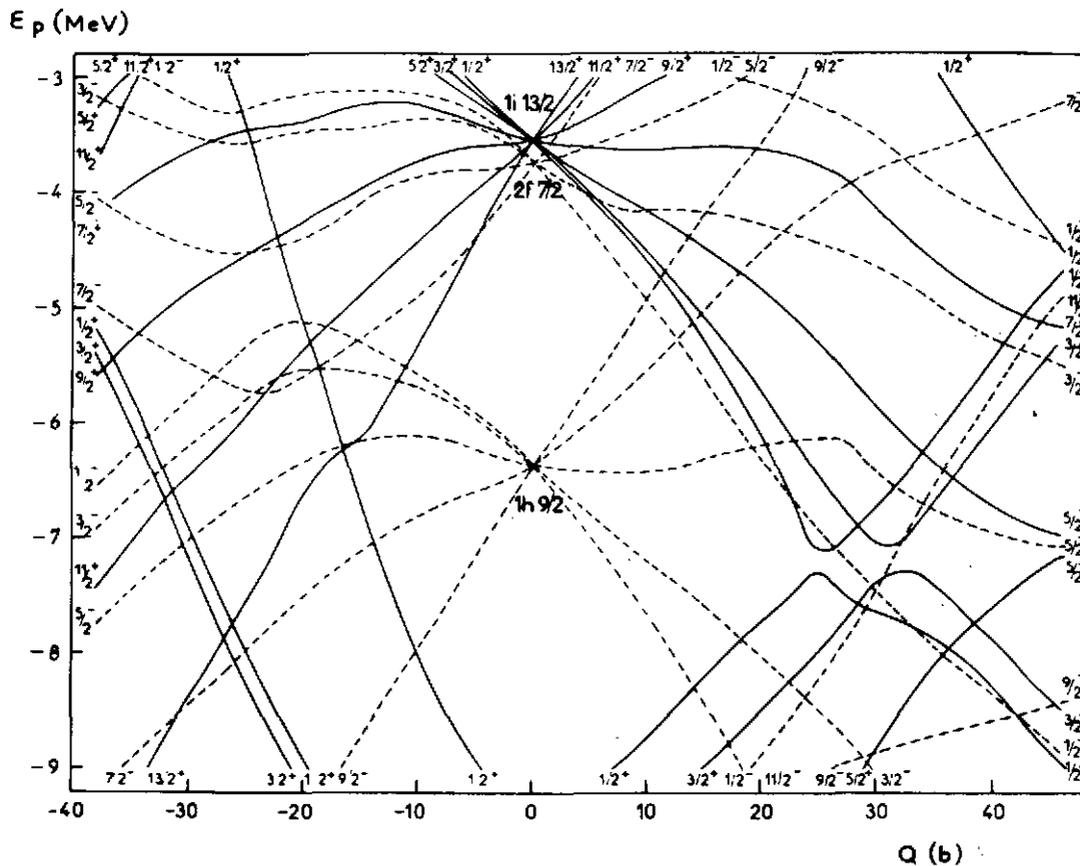


Figure 32 : Energies de particules individuelles (protons) en fonction du moment quadrupolaire de masse  $Q$  entre 82 et 114 pour le noyau  $^{232}\text{Th}$ . Chaque état est étiqueté par  $\Omega^\pi$  (projection du moment angulaire total et parité).

### III - ILLUSTRATION EXPERIMENTALE DE CES CONCEPTS

Au vu de l'extrême qualité des résultats obtenus pour les noyaux de la charte située sur la ligne de stabilité on comprend l'intérêt d'effectuer à l'aide de ces calculs des prédictions pour les noyaux situés loin de la vallée de stabilité. Dans ce paragraphe nous allons voir comment sont reproduites par les calculs self-consistants les propriétés globales des noyaux "exotiques" déjà connus.

Avant d'entrer dans la discussion détaillée de quelques noyaux regardons tout d'abord les résultats panoramiques que peuvent nous fournir ce type de calculs : sur la figure 33 sont présentées les "neutron" et "proton" "drip-lines" prédites par des calculs HF sphériques, pour les noyaux légers et moyens<sup>101</sup> ; ces calculs sont basés sur le formalisme de la densité d'énergie, sensiblement équivalents à ceux réalisés avec une force dépendant de la densité du type Skyrme<sup>102</sup>. Ces résultats peuvent servir de guide à l'expérimentateur mais tout en sachant que les effets de la déformation peuvent être importants et venir modifier de manière notable ces prédictions.

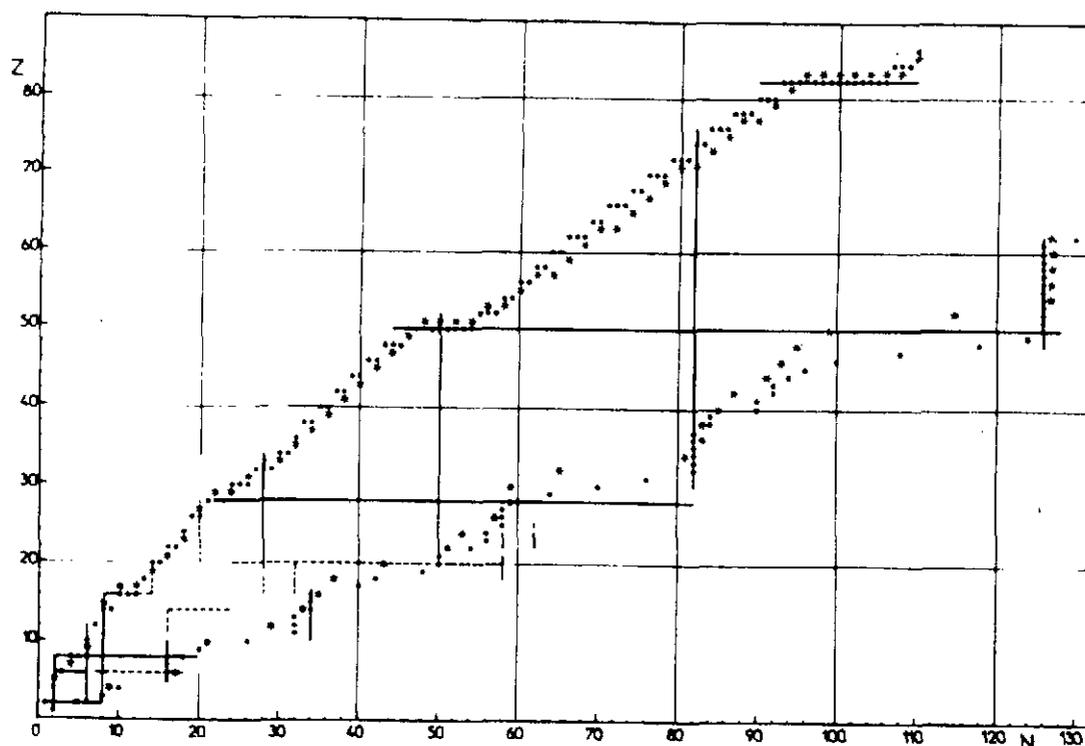


Figure 33 : Lignes  $B_n = 0$  et  $B_p = 0$  théoriques pour des noyaux sphériques légers et moyens. Les points noirs indiquent les derniers noyaux stables pair-pairs, les étoiles le premier noyau impair instable émetteur proton ou neutron ; les lignes pointillées et en trait plein repèrent la position des nombres semi-magiques et magiques.

A titre d'illustration des concepts évoqués précédemment, nous choisirons trois zones ou séries isotopiques de noyaux "exotiques" :

- les isotopes de Sodium
- les isotopes de Cadmium
- la région de transition des noyaux Platine et Mercure

### 1 - Les isotopes de Sodium

Pour les isotopes de Sodium,\* riches en neutrons, des calculs C(HF+BCS) avec symétrie axiale ont été effectués avec les forces de Skyrme III et IV<sup>103</sup>. Pour  $A = 31$ , soit pour  $N = 20$ , le deuxième minimum de la courbe d'énergie de déformation côté allongé devient, compte tenu des corrections de rotation, plus lié que le premier<sup>104</sup> : pour  $N = 20$ , apparaît donc une déformation plus forte. On peut la comprendre en termes d'effets de couches, comme due au croisement des sous-couches  $1f_{7/2}$  et  $1d_{3/2}$  (voir figures 34 et 35).

La confirmation expérimentale de cet effet est particulièrement frappante si on se concentre sur les énergies de séparation de deux neutrons  $B_{2n}$  comme nous l'avons vu au chapitre I.

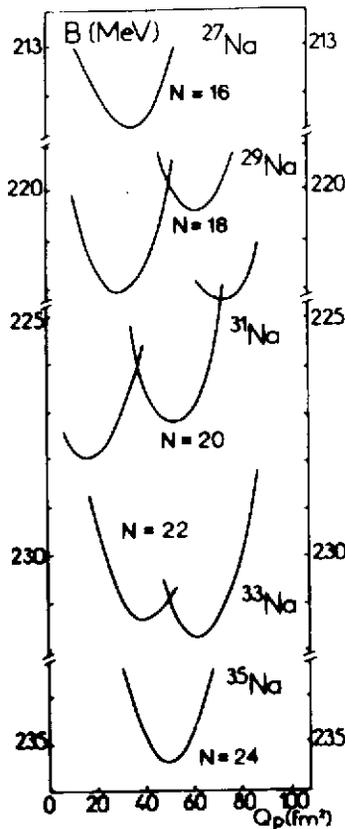


Figure 34 : Courbes d'énergie de déformation pour les isotopes impairs de sodium<sup>103</sup>.

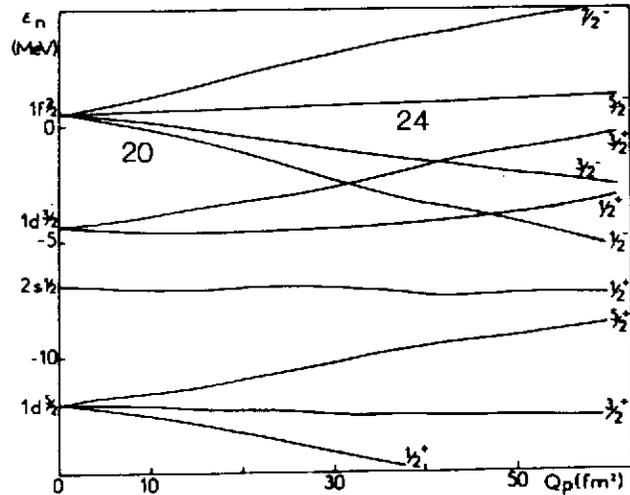


Figure 35 : Etats de particules individuelles (neutrons) en fonction de la déformation, uniquement pour les formes allongées. Les états déformés sont étiquetés par  $\Omega^\pi$ <sup>103</sup>.

\* Le lecteur notera que les calculs à l'approximation HF sont grandement simplifiés si les fonctions d'onde sont paires par rapport au renversement du sens du temps, ce qui est réalisé pour les noyaux pair-pair par remplissage simultané des paires d'orbites obtenues par renversement du sens du temps. Ici pour ces noyaux impairs, il s'agit d'un traitement approché où les probabilités d'occupation de la dernière paire d'orbites sont fixées à  $1/2$ .

Les valeurs expérimentales de  $B_{2N}$  pour la série isotopique des sodium sont confrontées sur la figure 36 aux prédictions théoriques. L'accord obtenu est excellent si l'on tient compte de la correction due à la rotation. L'importance des effets de déformation est clairement démontré.

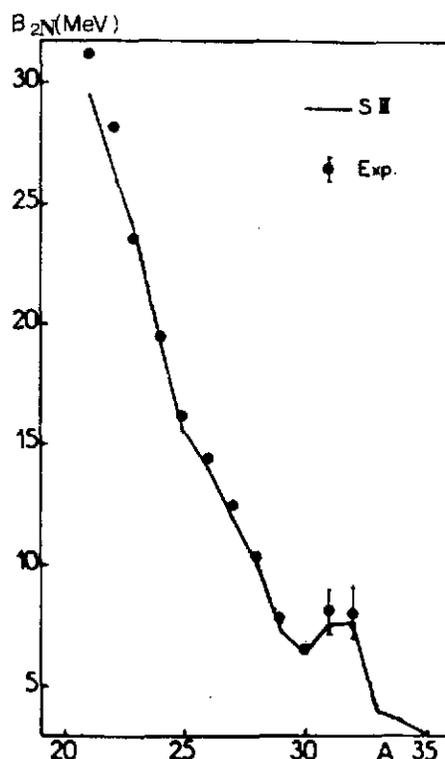


Figure 36 : Comparaison entre valeurs mesurées et calculées de l'énergie de séparation  $B_{2N}$  pour la série isotopique de Sodium <sup>103</sup>.

Par rapport aux formules de masse empiriques (type Comay-Kelson, Liran-Zeldes, etc...) que Marcelle Epherre vous présente dans son cours, les calculs HF ne sont pas plus précis en valeur absolue (quelques MeV d'écart au lieu de quelques centaines de KeV sur l'énergie de liaison totale) ; mais pour les différences d'énergie c'est-à-dire les variations avec A et surtout pour les valeurs relatives telles que  $B_{2N}$  ils sont tout à fait prédictifs.

## 2 - Les isotopes de Cadmium

Les courbes d'énergie de déformation des noyaux pair-pairs de Cadmium obtenues par des calculs CHF + BCS de symétrie axiale utilisant la force SIII sont présentées sur la figure 37 <sup>105</sup>.

En se rapprochant du nombre magique en neutron  $N = 50$ , le paramètre de déformation  $|\beta_2|$  décroît pour prendre une valeur nulle dans le cas du <sup>98</sup>Cd, noyau rigidement sphérique : comme on pouvait s'y attendre ce noyau semi-magique <sup>98</sup>Cd est sphérique et

difficilement déformable. Pour autant qu'on puisse négliger d'éventuels effets dynamiques, les autres noyaux sont très mous et en général la forme allongée (faible déformation) est énergétiquement favorisée. En outre aucune transition de forme ne semble se produire entre les masses 110 et 98.

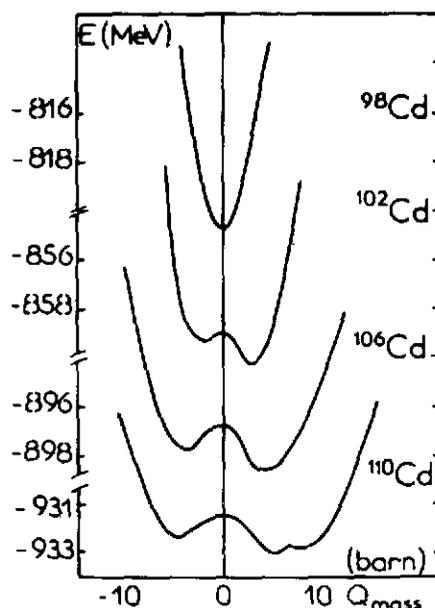


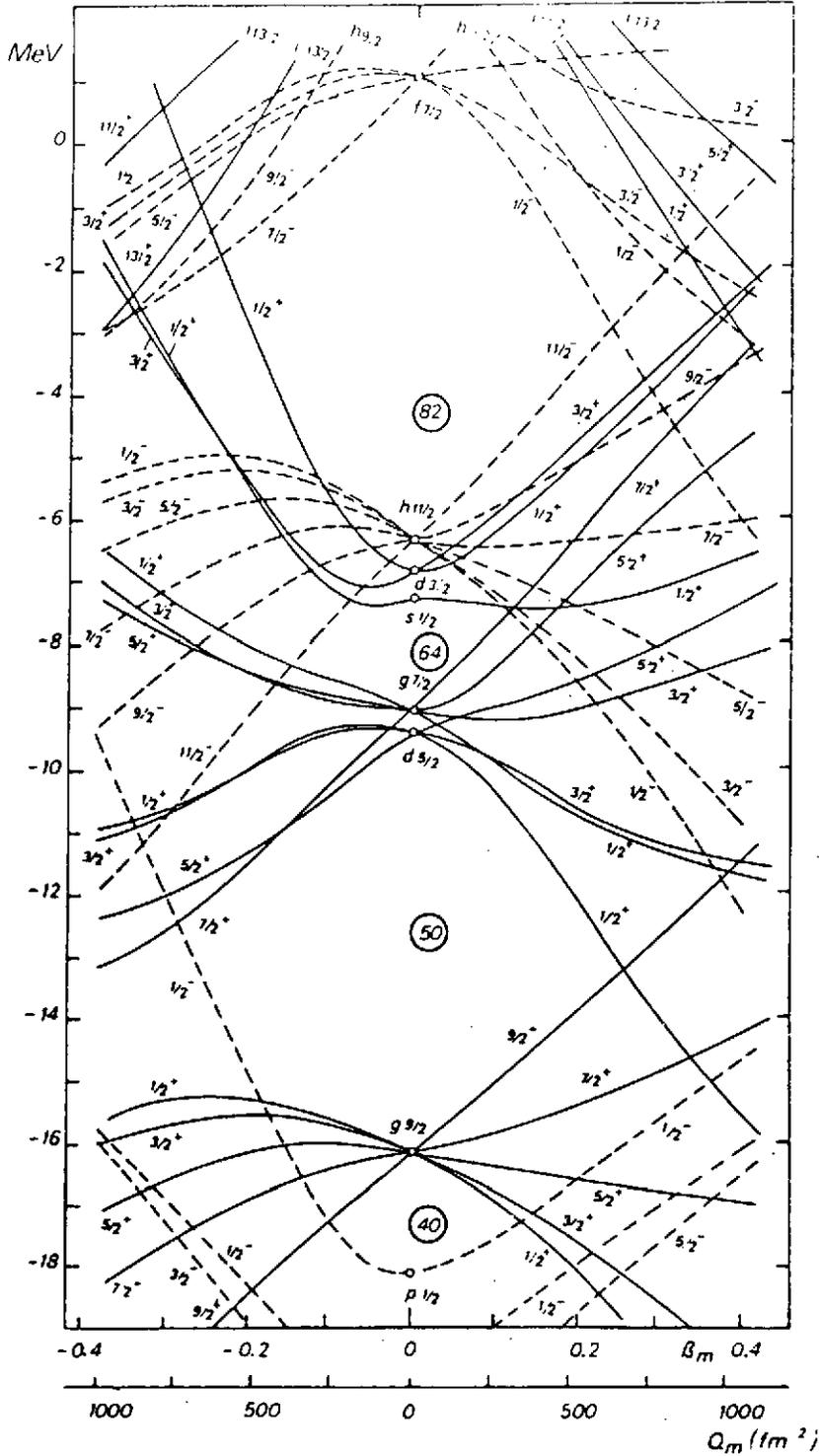
Figure 37 : Courbes d'énergie potentielle en fonction de la déformation axiale pour quelques isotopes de Cd.

Les énergies de liaison après correction des erreurs de troncature calculées apparaissent être trop faibles d'environ 2 à 3 MeV, ce qui est raisonnable si l'on tient compte du fait que nous avons calculé l'énergie d'un état intrinsèque et non pas celle du vrai fondamental  $0^+$ , incluant de ce fait une énergie spurieuse de rotation (voir tableau 3).

	$E_{N=11}$	E corrigée	E exp.
$^{98}\text{Cd}$	820.70	824.24	
$^{102}\text{Cd}$	860.15	863.78	865.22
$^{106}\text{Cd}$	898.75	902.47	905.17
$^{111}\text{Cd}$	933.00	936.81	940.67

Tableau 3 : Energies de liaisons expérimentales et théoriques (corrigées de l'erreur de troncature) des isotopes pairs de cadmium. L'énergie expérimentale de  $^{102}\text{Cd}$  est en fait le résultat d'une systématique.

Les niveaux d'énergie de particules indépendantes varient en fonction de la déformation de façon tout à fait comparable à ce qui est obtenu dans le modèle de Nilsson<sup>106</sup>, mis à part un groupement plus net des niveaux  $2d_{5/2}$  et  $1g_{7/2}$  (voir figure 38). Le test crucial de l'ordre de ces niveaux résidera bien sûr dans l'étude des propriétés spectroscopiques des noyaux A impairs que nous ferons ensuite.



3 - Les isotopes de Mercure et Platine

Le tableau 4 présente la comparaison entre les énergies de liaison calculées pour les solutions d'équilibre les plus basses et expérimentales des isotopes de Platine et Mercure. Après avoir effectué les corrections de troncature et de projection simplifiée usuelles, les énergies de liaison sont reproduites à moins de 5 pour 1000 près, ce qui est tout à fait remarquable<sup>107, 108</sup>.

Noyau	B calculé	B après correction	B expérimental	$V_{PO}$	$H_S$
$^{200}\text{Hg}$	1569.7	1578.0	1581.3		0.7
$^{192}\text{Hg}$	1506.3	1513.3	(1519.0)	- 0.9	1.1
$^{190}\text{Hg}$	1489.6	1496.1	1501.9	- 1.1	1.4
$^{188}\text{Hg}$	1472.4	1478.5	(1484.4)	0.0	1.6
$^{186}\text{Hg}$	1455.1	1461.0	1466.7	0.3	2.1
$^{184}\text{Hg}$	1437.0	1442.8	(1448.2)	0.5	2.3
$^{180}\text{Hg}$	1398.8	1404.2	(1409.6)	0.5	1.7
$^{196}\text{Pt}$	1540.6	1548.5	1553.7	- 0.4	1.3
$^{192}\text{Pt}$	1511.1	1518.3	1525.0	0.4	1.8
$^{190}\text{Pt}$	1495.6	1502.5	1509.9	- 0.1	2.1
$^{188}\text{Pt}$	1481.1	1487.8	1494.2	0.5	3.8
$^{186}\text{Pt}$	1466.1	1472.5	(1477.8)	1.6	5.4
$^{184}\text{Pt}$	1449.8	1456.0	(1461.1)	1.9	6.0
$^{182}\text{Pt}$	1432.6	1438.8	(1443.6)	2.1	6.2

**Tableau 4 :** Energies de liaison totales B en MeV expérimentales et théoriques (pour l'état d'équilibre le plus bas en énergie) pour quelques isotopes de Hg et Pt. Les différences d'énergie  $V_{PO}$  et les hauteurs des barrières sphériques sont aussi indiquées. Les parenthèses indiquent que les valeurs "expérimentales" de B sont extraites de systématiques.

Les courbes d'énergie de déformation pour les isotopes de Hg sont présentées sur la figure 39. Elles possèdent en général deux solutions d'équilibre correspondant l'une à une forme aplatie, l'autre à une forme allongée. Le même phénomène se reproduit pour les isotopes de Pt.

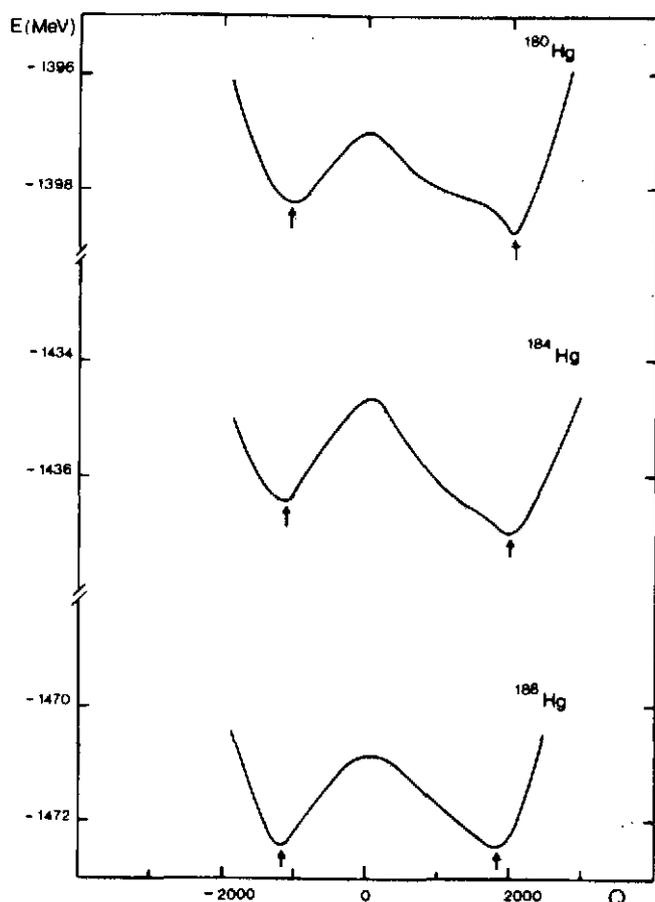


Figure 39 : Courbes d'énergie potentielle en fonction de la déformation pour quelques isotopes de mercure très déficients en neutrons.

La différence d'énergie  $V_{PO} = E_O - E_P$  entre les deux minima correspondant à des formes aplatie et allongée est représentée dans la figure 40 pour les séries isotopiques de Pt et Hg. Le changement de signe de  $V_{PO}$  quand le nombre de neutrons diminue indique un changement de forme, une transition de forme allant d'un état fondamental aplati à un état fondamental allongé. Cependant les hauteurs des barrières sphériques  $H_S = E_{HF}(\text{sphérique}) - E_{HF}(\text{solution déformée})$  sont très faibles ce qui constitue une preuve supplémentaire de la grande déformabilité, ou mollesse de ces noyaux.

La masse exacte pour laquelle la transition a lieu dans la série pair-paire ainsi que la valeur du  $V_{PO}$  ne sont pas prédites avec précision :

- il faudrait obtenir les énergies de liaison à moins de 500 KeV près, ce qui est tout à fait impossible dans l'état actuel,

- les valeurs de  $V_{PO}$  dépendent aussi beaucoup du traitement des corrélations d'appariement choisi.

D'autre part, il faut bien faire attention au fait que la position exacte de la transi-

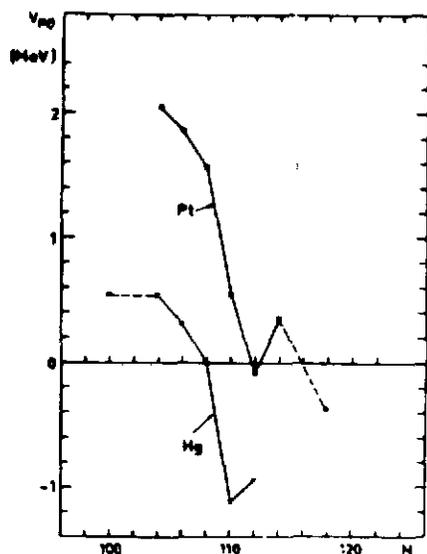


Figure 40 : Variation de la différence en énergie  $V_{PO}$  en fonction de la masse pour les isotopes de Hg et de Pt.

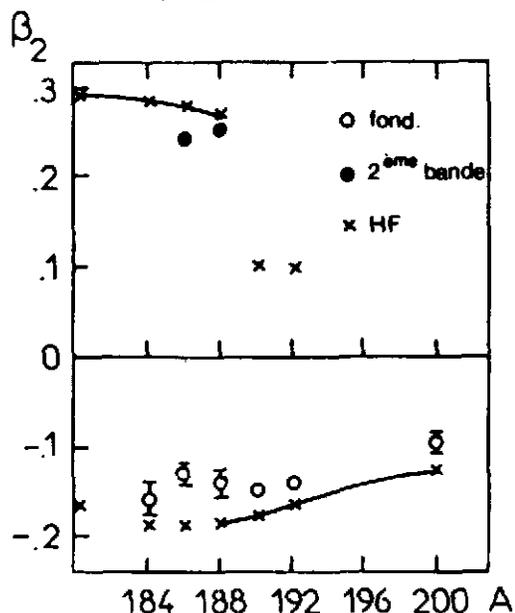


Figure 41 : Variation du paramètre de déformation  $\beta_2$  pour les solutions d'équilibre de formes aplatie et allongée des isotopes de Hg en fonction du nombre de masse A.

Les points expérimentaux correspondant à la bande du fondamental et à la 2ème bande sont indiqués par des cercles et des points noirs. Les valeurs théoriques sont représentées par des croix ; le trait continu relie les états d'équilibre d'énergie les plus basses : la théorie prédit une transition de formes aplatie-allongée pour  $^{188}\text{Hg}$ .

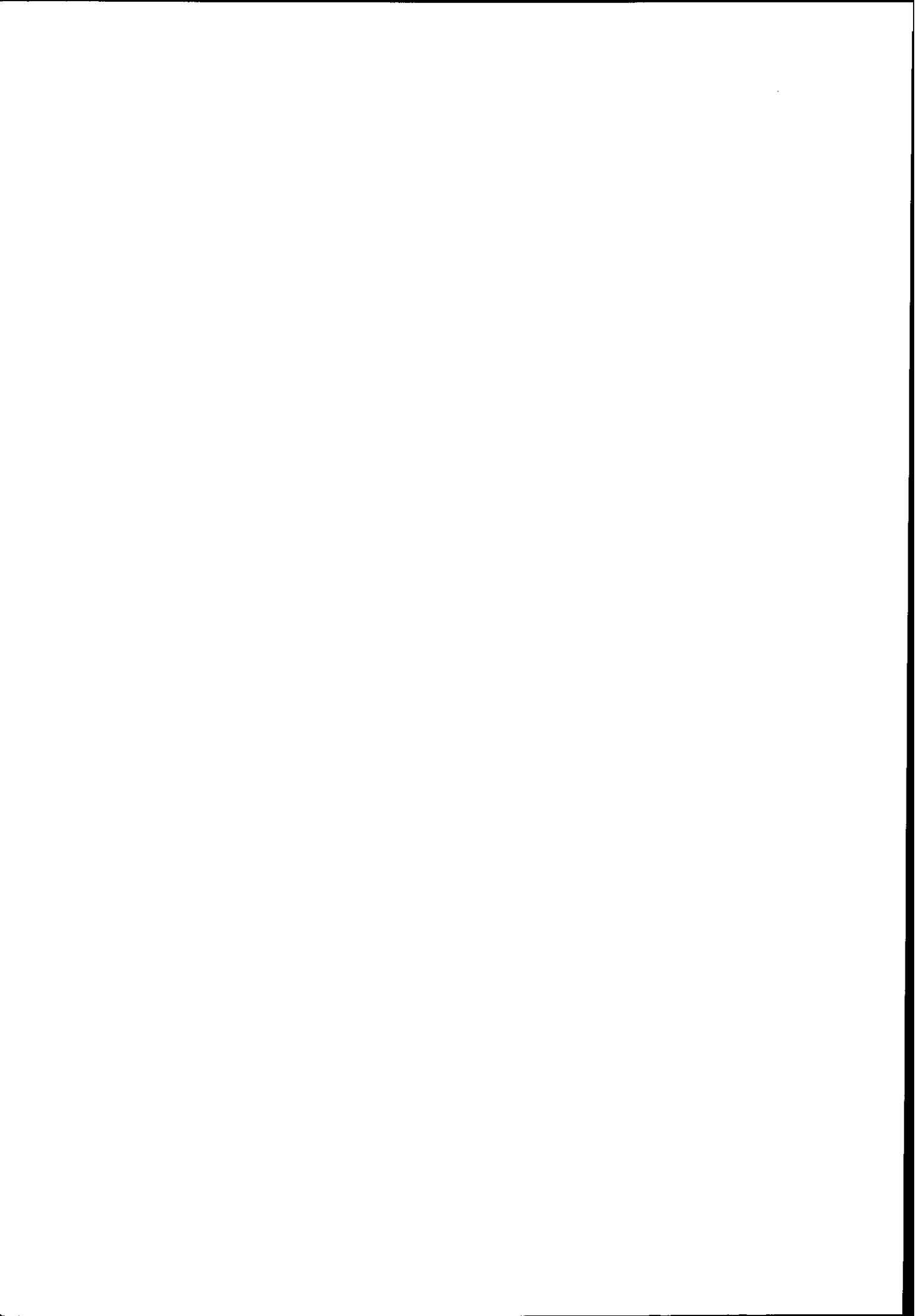
tion de forme est expérimentalement établie pour les noyaux impairs de Hg entre 187 et 185 mais que les conclusions de l'expérience pour les noyaux pair-pairs sont plus équivoques, bien que même le  $^{182}\text{Hg}$  apparaisse oblate.

Ce qui est important, c'est que les calculs retrouvent le phénomène de bifurcation et la coexistence de forme dans ces noyaux, d'une façon qualitativement correcte.

De plus, toujours pour le cas des Hg les deux formes sont retrouvées, avec leurs déformations exactes ; la figure 41 confronte les valeurs des paramètres  $\beta_2$  calculés et expérimentaux. En noir sont représentées les valeurs de  $|\beta_2|$  tirées des séquences en énergie des bandes fondamentales dans  $^{188-190-192}\text{Hg}$  et de la 1ère bande excitée dans  $^{186-188}\text{Hg}$ . Les valeurs en clair sont extraites des mesures de  $B(E2)$  de la bande fondamentale. Il est clair que, si la transition de forme n'est pas bien placée, les formes des deux états métastables de ces noyaux flip-flap sont bien reproduites. Récemment<sup>41</sup> les mesures du déplacement isotopique dans le  $^{182}\text{Hg}$  viennent de confirmer que la déformation de la solution aplatie diminue quand on passe de  $A = 184$  à  $A = 180$  conformément aux prédictions théoriques. Une fois de plus les calculs microscopiques s'avèrent aptes à reproduire des évolutions de propriétés, c'est-à-dire "en valeur relative" plus qu'en absolu.

Pour conclure ce paragraphe d'illustrations III signalons que très récemment 109 P. Bonche, H. Flocard, P. H. Heenen ont pu calculer pour des noyaux moyens ( $A \sim 100$ ) les potentiels avec et sans symétrie axiale pour une dizaine de noyaux loin de la vallée de stabilité tels que ceux de Zirconium "riches", fournissant les surfaces d'énergie potentielle  $V(\beta, \gamma)$  pour une interaction de Skyrme.

L'apparition d'une grande déformation axiale pour les noyaux riches en neutrons proches de  $N=60$  est en particulier reproduite .



CHAPITRE III  
 ETATS EXCITES DE BASSE ENERGIE DES  
 NOYAUX "EXOTIQUES" PAIR-PAIRS

---

Nous venons de décrire les méthodes et les résultats de calculs HF + BCS et HFB. Certaines lois de conservation sont brisées dans ces calculs : par exemple la solution HF est un état intrinsèque pour lequel le moment angulaire n'est plus bon nombre quantique. Les propriétés globales de l'état fondamental sont calculées pour cet état intrinsèque ; mais il convient d'extraire les états de bon moment angulaire : la connaissance des états excités du noyau est à ce prix. Plusieurs étapes sont à franchir pour résoudre ce problème de façon approchée.

I - On peut résoudre les équations générales de TDHF dans le cas de l'approximation adiabatique.

II - On envisage alors le cas particulier des rotations collectives, en admettant que le noyau est bien déformé et que le seul degré de liberté collectif est la rotation. On déduit la valeur du moment d'inertie du noyau par diverses méthodes : "Cranking", Thouless-Valatin, etc...

III - On peut, sans préjuger de la nature des mouvements dont le noyau est le siège, à savoir rotations, vibrations et couplages rotation-vibration, résoudre l'hamiltonien complet de Bohr en utilisant comme ingrédients de cet hamiltonien les résultats des calculs HF statiques et dynamiques décrits dans le chapitre II et dans les deux premiers paragraphes de ce chapitre. Pour les noyaux de transition peu déformés, cette technique sera mieux adaptée.

Nous allons passer en revue ces trois étapes.

#### I - L'APPROXIMATION ATDHF

L'approximation TDHF permet de décrire le mouvement des nucléons, quelles que soient l'amplitude et la vitesse des mouvements collectifs associés. L'approximation ATDHF s'adresse, elle, aux situations où la vitesse du mouvement collectif est faible, sans imposer de restriction sur l'amplitude du mouvement. Elle n'a pas été encore appliquée aux noyaux

situés loin de la vallée de stabilité mais elle constitue un outil potentiel qui permet de fournir des paramètres de masse  $m(q)$  microscopiques, plus élaborés que ceux donnés par la méthode du Cranking. C'est pourquoi nous rappellerons brièvement les hypothèses et les principaux résultats de l'approximation ATDHF avec l'idée sous-jacente que cette approche pourrait être utilisée dans un proche avenir pour décrire les noyaux situés loin de la vallée de stabilité.

De très nombreux travaux <sup>110-112</sup> ont été effectués sur l'approximation ATDHF. Dans un but pédagogique, seule la méthode de Baranger et Vénéroni est présentée ici. Baranger et Vénéroni <sup>113</sup> ont en effet montré qu'il est possible d'exprimer l'opérateur densité  $\rho$  solution de TDHF sous la forme  $\rho = e^{i\chi} \rho_0 e^{-i\chi}$  avec des opérateurs  $\rho_0$  et  $\chi$  pairs sous renversement du sens du temps. Faire l'hypothèse adiabatique revient à effectuer un développement de cet opérateur densité  $\rho$  solution de TDHF en se limitant au 2ème ordre en  $\chi$  :

$$\rho = e^{i\chi} \rho_0 e^{-i\chi} = \rho_0 + i[\chi, \rho_0] - \frac{1}{2}[\chi, [\chi, \rho_0]] = \rho_0 + \rho_1 + \rho_2$$

Toutes les densités  $\rho_0, \rho_1, \rho_2$  dépendent du temps et les densités  $\rho_n$  comprennent  $n$  fois l'opérateur  $\chi$ . En outre  $\rho_0$  et  $\rho_2$  sont des opérateurs pairs sous renversement du sens du temps tandis que  $\rho_1$  est impair.

Au second ordre en  $\chi$  les équations générales de TDHF deviennent deux équations couplées, respectivement impaire et paire par renversement du sens du temps :

$$[h_0, \rho_1] + [h_1, \rho_0] = i\hbar \dot{\rho}_0$$

$$[h_0, \rho_0] + [h_2, \rho_0] + [h_1, \rho_1] + [h_0, \rho_2] = i\hbar \dot{\rho}_1$$

$$\text{avec } h_0 = t + \text{Tr } \tilde{V} \rho_0 \quad h_1 = \text{Tr } \tilde{V} \rho_1 \quad h_2 = \text{Tr } \tilde{V} \rho_2$$

Ce sont les équations ATDHF. On peut montrer qu'elles sont équivalentes à des équations canoniques de Hamilton où les éléments de matrice de  $\rho_0$  et  $\chi$  jouent le rôle de variables canoniquement conjuguées, par exemple  $q_1$  et  $p_1$ . On comprend mieux alors la signification physique de la troncature en puissances de  $\chi$  exprimée en terme d'approximation adiabatique (c'est-à-dire en terme de développement à faible impulsion).

Pour résoudre les équations ATDHF (aussi complexes a priori que celles de TDHF), on fait l'hypothèse que la dynamique du mouvement collectif peut être décrite par un nombre limité de variables collectives et pour commencer, par une seule variable, par exemple le moment quadrupolaire de masse  $q$  lié à la déformation axiale  $\beta$ . On explicite l'énergie totale du système sous la forme d'une énergie potentielle  $E(\rho_0)$  ne dépendant pas de  $\chi$  et d'une énergie cinétique adiabatique  $f(\chi)$  dépendant quadratiquement de  $\chi$  (il n'existe pas de terme

du 1er ordre en  $\chi$  à cause de la symétrie sous renversement du sens du temps) :

$$E(\rho_0, \chi) = E(\rho_0) + f(\chi)$$

Montrons que  $f(\chi)$  dépend quadratiquement de  $\dot{q}$ .

$\dot{\rho}_0$  s'écrit  $\dot{\rho}_0 = \frac{\partial \rho_0}{\partial q} \dot{q}$  et est donc linéaire en  $\dot{q}$ . Or  $\rho_1$  est linéaire en  $\chi$  et  $h_1$  linéaire en  $\rho_1$  donc  $h_1$  et  $\rho_1$  sont linéaires en  $\chi$ . L'équation impaire de ATDHF montre que  $h_1$  et  $\rho_1$  sont linéaires en  $\dot{\rho}_0$  donc en  $\dot{q}$ . On en conclut que  $\chi$  est linéaire en  $\dot{q}$  ce qui revient à dire que  $f(\chi)$ , quadratique en  $\chi$ , est quadratique en  $\dot{q}$ .

On définit alors la masse adiabatique  $m(q)$  ou paramètre de masse par <sup>\*</sup> :

$$f(\chi) = \frac{1}{2} m(q) \dot{q}^2$$

On trouve en explicitant  $E(\rho)$  que :

$$m(q) = \hbar \text{Tr} \frac{\chi}{\dot{q}} \frac{\partial \rho_0}{\partial q}$$

En pratique la deuxième équation de ATDHF, paire sous renversement du sens du temps n'est pas résolue dans le cas le plus général<sup>114</sup> ; on suppose plutôt que  $\rho_0$  est donné de façon approchée par un calcul CHF  $[h_0 - \lambda Q, \rho_0] = 0$  où  $\rho_0$  dépend de  $q = \langle Q \rangle$ . On peut remarquer<sup>115-117</sup> que l'équation ATDHF impaire :

$$[h_0, \rho_1] + [h_1, \rho_0] - i\hbar \dot{\rho}_0 = 0$$

est équivalente à l'ordre considéré en  $\chi$  à l'équation du type <sup>\*\*</sup>

$$[h - \dot{q}P - \lambda \tilde{Q}, \rho] = 0$$

avec

$$P = -i\hbar \left[ \rho_0, \frac{\partial \rho_0}{\partial q} \right] \text{ et } \tilde{Q} = \rho_0 Q (1 - \rho_0) + (1 - \rho_0) Q \rho_0$$

<sup>\*</sup> Comme en mécanique classique on appellera "masse" ou "paramètre de masse" associé à une seule variable collective dynamique  $q$  le coefficient de  $\frac{2E_k}{\dot{q}^2}$  où  $E_k$  est l'énergie cinétique correspondante.

<sup>\*\*</sup> L'opérateur  $\tilde{Q}$  est la partie antidiagonale de  $Q$  dans l'espace particule-trou. En pratique on peut remplacer dans cette approche  $Q$  par  $\tilde{Q}$  puisque :

$$[h_0 - \lambda \tilde{Q}, \rho_0] = [h_0 - \lambda Q, \rho_0] = 0$$

Cette équation est une équation Hartree-Fock avec double contrainte sur  $\tilde{Q}$  et  $P$  où le champ externe  $P$  est impair sous renversement du sens du temps; pour la résoudre, on part de la solution  $\rho_0$  de  $[h_0 - \lambda Q, \rho_0] = 0$ . Avec une valeur non nulle de  $\dot{q}$ , on itère l'équation CHF avec des contraintes sur  $P$  et  $Q$ . Dès la première itération on obtient  $\rho = \rho_0 + \rho_1$  où  $\rho_1$  est une perturbation impaire. Cette perturbation  $\rho_1$  modifie alors  $h$  qui passe de  $h_0$  à  $h_0 + h_1$  et ceci jusqu'à la convergence. Le paramètre  $\dot{q}$  est complètement arbitraire mais pour des petites valeurs de  $\dot{q}$ , la seule quantité physique à savoir  $\frac{\chi}{\dot{q}}$ , doit être indépendante de  $\dot{q}$  (régime de réponse linéaire).

Faire l'approximation d'Inglis<sup>118</sup> ou du Cranking revient à négliger  $h_1$ , c'est-à-dire la perturbation du potentiel moyen issu de la perturbation  $\rho_1$  de la densité. Si  $h_1$  est négligeable, l'équation impaire ATDHF devient :

$$[h_0, \rho_1] = i\hbar \dot{\rho}_0$$

qu'on peut inverser pour donner  $\rho_1/\dot{q}$  et par conséquent  $\frac{\chi}{\dot{q}}$ . D'où l'on déduit  $m(q)$  qui s'écrit selon la formule classique d'Inglis :

$$m(q) = 2\hbar^2 \sum_{p,t} \frac{|\langle t | \frac{\partial \rho_0}{\partial \rho} | p \rangle|^2}{\epsilon_p - \epsilon_t}$$

où  $p(t)$  réfèrent aux états de particule (trou) respectivement.

Si maintenant on fait plus d'une itération et si l'on tient compte de l'effet du changement de la matrice densité sur le champ moyen, c'est-à-dire si on inclut les effets self-consistants impairs, on trouve une formule de Thouless-Valatin<sup>119</sup> généralisée à un autre mode que celui de la rotation collective.

La figure 42 montre pour le noyau  $^{12}\text{C}$  la variation du paramètre de masse  $m(q)$  en fonction de la déformation quadrupolaire  $q$ <sup>120</sup>. On ne peut plus parler d'approximation harmonique et comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, l'hamiltonien de Bohr en est totalement changé.

Signalons enfin sans entrer dans les détails qu'en supposant  $\chi$  opérateur local, les équations ATDHF se ramènent à des équations hydrodynamiques<sup>121</sup> pour un fluide en mouvement irrotationnel. Ainsi des modèles apparemment déconnectés tels que le Cranking ou le modèle hydrodynamique sont en fait des cas particuliers des équations générales de ATDHF. Ces dernières n'ont été résolues à ce jour de façon systématique que pour une seule coordonnée collective imposée de manière arbitraire et sans tenir compte des corrélations d'appariement. Il conviendrait d'inclure ces corrélations pour décrire de manière réaliste la dynamique de basse énergie des noyaux déformés lourds. Pour connaître les fonctions d'onde associées du mode collectif considéré il faut résoudre le problème aux valeurs propres d'un hamiltonien de Bohr.

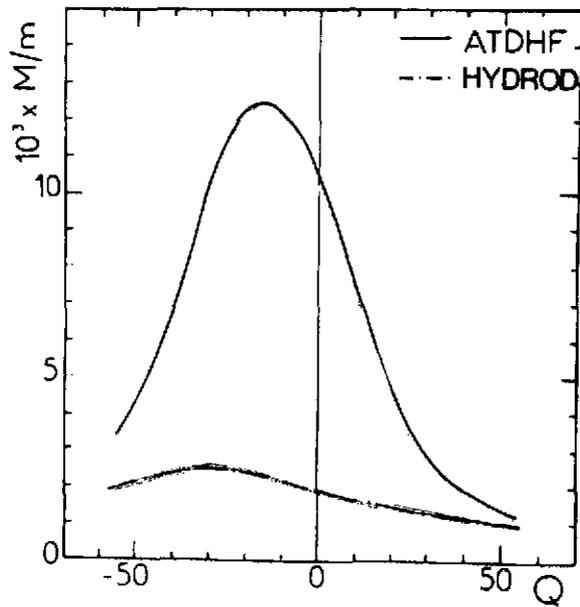


Figure 42 : Variation de la masse adiabatique quadrupolaire du  $^{12}\text{C}$  (rapportée à la masse du nucléon) en  $\text{fm}^{-2}$  avec le moment quadrupolaire de masse  $Q$  ( $\text{fm}^2$ ). Le trait pointillé indique le résultat obtenu dans le modèle simple d'hydrodynamique.

## II - CAS PARTICULIER DES ROTATIONS COLLECTIVES

### 1 - Approximations de Cranked-Hartree-Fock, de Thouless-Valatin et du Cranking

Soit la matrice densité  $\rho_{st}$ , solution des équations de Hartree-Fock statique. Considérons la famille  $\rho_0(\theta)$  des solutions dégénérées en énergie correspondant à une rotation autour d'un axe caractérisé par le vecteur unitaire  $\vec{n}$ , de moment angulaire  $\vec{J}$  :

$$\rho_0(A) = e^{-\frac{i\theta \vec{n} \cdot \vec{J}}{\hbar}} \rho_{st} e^{\frac{i\theta \vec{n} \cdot \vec{J}}{\hbar}}$$

Pour le calcul de la masse associée, on peut utiliser le formalisme de ATDHF<sup>116</sup> avec la variable collective  $q \equiv \theta$  et  $\dot{q} = \dot{\theta} = \omega$  (vitesse angulaire).

On est donc conduit à résoudre l'équation de Hartree-Fock avec la contrainte impaire  $P$  suivante :

$$P = +i\hbar \left[ \frac{\partial \rho_0}{\partial \theta}, \rho_0 \right] = (\vec{n} \cdot \vec{J})_A$$

où l'indice  $A$  indique qu'il s'agit de la partie antidiagonale<sup>\*</sup>. Il faut donc minimiser  $H - \dot{q}P$  soit  $H - \omega \cdot \vec{J}$  avec  $\vec{\omega} = \vec{n} \omega$ .

\* En fait on peut montrer que l'effet, sur la masse calculée, de la partie diagonale (trou-trou et particule-particule) de  $P$  est nul. (voir page 2068 de la réf. 116).

On parle alors non plus d'Hamiltonien mais de Routhian  $H - \vec{\omega} \cdot \vec{J}$ . Minimiser  $H - \vec{\omega} \cdot \vec{J}$  en effectuant une diagonalisation complète revient à réaliser des calculs "Cranked-Hartree-Fock", appelés également SCC ("Self-consistent Cranking") ou enfin calculs à l'approximation de Thouless-Valatin.\* Très peu de calculs microscopiques contraints sur  $j_x$  (pour une rotation autour de l'axe  $x$ ) ont pu être réalisés à ce jour, à cause des brisures de symétrie entraînées par la contrainte<sup>122, 123</sup> (par calculs microscopiques, on entend toujours des calculs HFB ou HF + BCS sans coeur inerte et avec des forces effectives raisonnables). Il s'agit du même problème que pour le modèle en couches tournant (ou Nilsson tournant)<sup>124, 125</sup>, si ce n'est que  $H$  est alors un opérateur à un corps d'où le traitement non self-consistant : le lecteur se référera au cours de Z. Szymanski pour approfondir ses connaissances sur ce dernier modèle.

Si maintenant on néglige la partie  $h_1$  de l'hamiltonien de Hartree-Fock provenant de la partie impaire de  $\rho$ , on retrouve la formule du Cranking d'Inglis<sup>118</sup>:

$$y_{\text{Inglis}} = 2\hbar^2 \sum_{p,t} \frac{|\langle p | J_x | t \rangle|^2}{\epsilon_p - \epsilon_t}$$

Dans l'approximation de Thouless-Valatin<sup>119</sup> les effets de la force centrifuge et de la force de Coriolis dus à la rotation modifient le champ moyen, tandis que dans la formule d'Inglis, version non self-consistante de Thouless-Valatin, le champ moyen n'est pas altéré par la rotation. Il est bon de redémontrer cette formule par la méthode employée par Inglis dans un article de 1954 : le lecteur trouvera cette démonstration dans l'annexe 3.

Si on veut tenir compte des corrélations d'appariement, les probabilités d'occupation interviennent dans le moment d'inertie et les énergies de quasi-particules  $E_i$  remplacent les énergies de particule ou de trou  $\epsilon_i$ <sup>126, 127</sup>

$$y = 2\hbar^2 \sum_{\mu\nu} \frac{|\langle \mu | J_x | \nu \rangle|^2 (u_\mu v_\nu - v_\mu u_\nu)^2}{E_\mu + E_\nu}$$

Les valeurs théoriques du moment d'inertie sont pour les terres rares et les transuraniens en excellent accord avec l'expérience avec moins de 20% d'écart (voir figure 43)<sup>127</sup>. Pour les noyaux "exotiques" transitionnels (voir tableau 5), le même type d'accord subsiste bien que la quantité expérimentale n'ait plus beaucoup de sens : ces noyaux sont le siège de mouvements

\* Sans entrer dans les détails, signalons qu'historiquement l'approximation de Thouless-Valatin a été déduite directement des équations TDHF en résolvant la perturbation de rotation sur la base particulière d'excitations particule-trou, de manière self-consistante.

collectifs complexes où le mode rotationnel n'est pas nécessairement dominant (voir paragraphe 3).

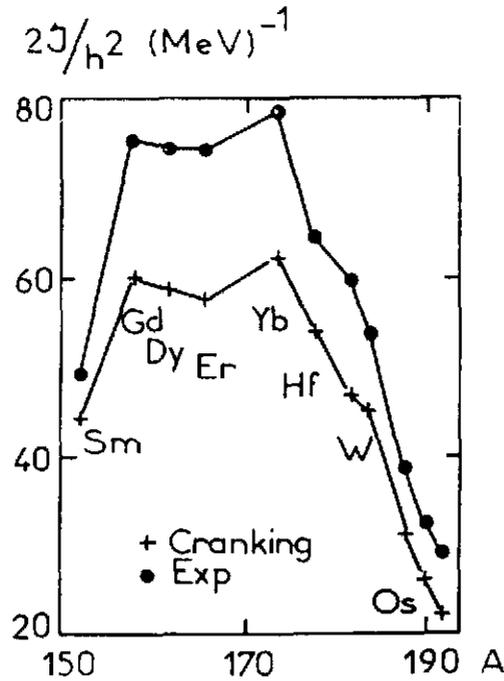


Figure 43 : Moment d'inertie  $J$  de quelques noyaux de terres rares en fonction du nombre de masse  $A$ . La quantité théorique  $2J/h^2$  obtenue dans l'approximation du Cranking au sein de calculs (HF + BCS) avec la force SIII est comparée à la valeur expérimentale  $6/E_{2+}$ .

Noyaux	$(2J/h^2)_{Cr}$	$(2J/h^2)_{exp} = \frac{6}{E_{2+}}$
$^{184}_{Pt}_o$	27.199	36.81
$^{188}_{Pt}_o$	27.004	23.438
$^{194}_{Pt}$	17.664	18.265
$^{186}_{Hg}_o$	29.893	14.804
$^{166}_{Er}$	57.448	74.442
$^{152}_{Sm}$	44.103	49.261
$^{236}_{U}$	101.712	132.45
$^{244}_{Cm}$	103.97	139.86

Tableau 5 : Comparaison entre les valeurs du moment d'inertie calculées dans l'approximation du Cranking et extraites de l'expérience pour quelques noyaux "exotiques" et de la vallée de stabilité. L'indice o précise qu'il s'agit de la solution d'équilibre "oblate" (aplati).

Le fait que les moments de Cranking soient systématiquement trop faibles d'au moins de 20% est vraisemblablement lié aux corrections de Thouless-Valatin ou encore au

traitement des corrélations d'appariement.

## 2 - Liens avec d'autres approches

### - Moment d'inertie de corps rigide ("rigid-body")

Si on calcule la formule d'Inglis pour un oscillateur harmonique déformé (type Nilsson mais sans couplage  $\vec{l}, \vec{s}$ ) on retrouve la valeur  $\mathcal{J}$  de corps rigide :

$$\mathcal{J}_{\text{Inglis}} = m \sum_{i=1}^A (\langle y^2 \rangle_i + \langle z^2 \rangle_i) = \mathcal{J}_{\text{rig}}$$

Le lecteur intéressé pourra trouver cette démonstration dans l'ouvrage de P. Ring et P. Schuck, page 134.

### - Susceptibilités magnétiques électroniques

Le moment d'inertie d'un système de nucléons non interagissant peut d'ailleurs être obtenu comme la somme de deux susceptibilités para et diamagnétiques d'électrons libres plongés dans un champ magnétique<sup>128</sup>. On trouve  $\mathcal{J} = \mathcal{J}_{\text{rigide}} - \frac{1}{12} \hbar^2 g(\epsilon_F)$  où  $g(\epsilon_F)$  est la densité d'états par intervalle d'énergie unité, à l'énergie de Fermi. Ce terme correctif par rapport à la valeur de corps rigide  $\mathcal{J}_{\text{rigide}}$ , qui est en  $A^{-2/3}$ , a été retrouvé récemment par les méthodes d'approximation semi-classiques<sup>129</sup> que nous aborderons au chapitre V.

### - Méthodes de projection

L'hamiltonien total  $H = \sum_i t_i + \sum_{i<j} V_{ij}$  est invariant par rotation et un état propre de  $H$  possède un "bon"  $J$ , c'est-à-dire est fonction propre du moment angulaire total  $J$ . Or la solution HF n'est pas en général un état propre du moment angulaire  $J$ . Supposons que l'état CHF déformé d'énergie minimale soit à symétrie axiale. Dans ce cas, si  $J$  n'est pas bon nombre quantique, sa projection sur l'axe de symétrie lié au noyau  $K = \sum_i \Omega_i$  l'est. Soit  $|\phi_K\rangle$  l'état de Hartree-Fock à symétrie axiale ; ce déterminant s'écrit comme une somme d'états propres de  $J$  :

$$|\phi_K\rangle = \sum_J a_J |\phi_K^J\rangle$$

Il faut donc projeter cet état sur un état de "bon"  $J$  à l'aide de l'opérateur  $P_{JM}$  tel que :

$$P_{JM} |\phi_K\rangle = |\psi_{MK}^J\rangle$$

Nous allons utiliser la technique de projection due à Peierls et Yoccoz<sup>130</sup> qui est une application au cas particulier des rotations de la méthode de la coordonnée génératrice<sup>131,132</sup>. Dans cette dernière méthode, au lieu de prendre comme fonction d'essai la fonction  $\phi(q)$ , on utilise une fonction  $\psi$  du type :

$$\psi = \int \phi(q) f(q) dq$$

où  $f(q)$  est une fonction de poids correspondant à la variable  $q$ .

Peierls et Yoccoz ont proposé en 1957 d'utiliser dans le calcul variationnel de HF la fonction d'onde d'essai :

$$|\psi\rangle = \int d\Omega f(\Omega) |\phi(\Omega)\rangle \quad \text{où} \quad |\phi(\Omega)\rangle = R(\Omega) |\phi_K\rangle,$$

$|\phi_K\rangle$  étant la fonction d'onde CHF violant la symétrie et  $R(\Omega)$  l'opérateur rotation

$R(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z}$ . La fonction de poids  $f(\Omega)$  est une matrice rotation usuelle  $D_{MK}^J$  telle que :

$$\langle JM | R(\Omega) | JK \rangle = D_{MK}^J(\Omega)$$

L'opérateur de projection  $P_{JM}$  s'écrit :

$$P_{JM} |\phi_K\rangle = \frac{2J+1}{8\pi^2} |\psi_{MK}^J\rangle = \frac{2J+1}{8\pi^2} \int D_{MK}^J(\Omega) R(\Omega) |\phi_K\rangle d\Omega$$

On obtient les différents états  $0+$ ,  $2+$ ,  $4+$  de la bande fondamentale qui ont tous même déformation en minimisant l'énergie :

$$\delta \frac{\langle \phi | H | \phi \rangle}{\langle \phi | \phi \rangle} = 0$$

puis en projetant après variation

$$|\psi^J\rangle = P_J |\phi\rangle$$

(d'où le nom HFP, Hartree-Fock projeté).

Le calcul de l'énergie  $E^J$  des états  $|\psi^J\rangle$  implique l'évaluation des éléments de matrice entre deux déterminants de  $A$  particules liés au rapport à des axes qui ont tourné les uns par rapport aux autres. Ces calculs sont relativement longs et n'ont permis d'atteindre les spectres en énergie que des noyaux légers (couches majeures  $2s-1d$  et  $1f-2p$ )<sup>133,134</sup>. Pour des noyaux bien déformés de symétrie axiale, cette méthode HFP est

équivalente à l'approximation de Thouless-Valatin (voir l'ouvrage de P. Ring et P. Schuck, pages 466-469).

Signalons pour mémoire la méthode de projection PHF ("projected Hartree-Fock") ou variation après projection qui consiste en une double variation : en termes de coordonnée génératrice

$$|\psi\rangle = \int d\Omega f(\Omega) R(\Omega) |\Phi\rangle$$

l'énergie dépend de la fonction de poids  $f(\Omega)$  et de la fonction  $|\Phi\rangle$ . On peut écrire symboliquement la minimisation :

$$\delta \frac{\langle \psi^J | H | \psi^J \rangle}{\langle \psi^J | \psi^J \rangle} = 0 = \frac{\langle \Phi | P^J H P^J | \Phi \rangle}{\langle \Phi | P^J P^J | \Phi \rangle}$$

Cette méthode n'a été développée que depuis 1968. La fonction d'essai n'est plus un déterminant de Slater mais la fonction  $P^J |\Phi\rangle$ . Chaque état projeté aura donc une valeur différente de la déformation : la simplicité du modèle rotationnel est perdue. Il va sans dire que ces calculs consomment de très longs temps de machine et qu'ils n'ont pu être appliqués qu'à la couche 1p en 1977 <sup>135,136</sup>.

### III - L'HAMILTONIEN DE BOHR ET SON APPROCHE MICROSCOPIQUE

#### 1 - Rappel

Soit un noyau considéré comme une goutte liquide chargée que l'on décrit à l'aide de la longueur d'un rayon  $R$  allant de l'origine à la surface, rapportée au rayon  $R_0$  de la sphère de même volume

$$R = R(\theta, \varphi, t) = R_0 \left( 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right)$$

où les  $\alpha_{\lambda\mu}$  sont les paramètres de déformation dynamiques, en négligeant les changements de volume du 2ème ordre en  $\alpha$ . Tous les mouvements collectifs peuvent être exprimés en faisant varier la forme du noyau avec le temps, soit avec  $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ , exceptés ceux qui correspondent à une variation de l'épaisseur de surface.

Le premier mode multipolaire non trivial est le mode quadrupolaire  $\lambda = 2$  correspondant pour des  $\alpha_{2\mu}$  faibles à une déformation ellipsoïdale. En effet, le terme  $\alpha_{00}$  décrit un changement de volume (dilatation ou contraction qui conduit à des énergies d'excitation nettement supérieures aux énergies considérées dans ce cours (énergies de résonances géantes)). D'autre part en se plaçant dans le repère du centre de masse (à l'origine) les termes  $\alpha_{1\mu}$

correspondant à une translation du système sont nuls. Si le seul mode quadrupolaire est pris en compte, il vient :

$$R = R(\theta, \varphi, t) = R_0 \left( 1 + \sum_{\mu=-2}^{+2} \alpha_{2\mu}(t) Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right).$$

(Dans ce qui suit on omettra l'indice  $\lambda = 2$ .)

L'hamiltonien classique le plus général décrivant les oscillations de surface autour d'une forme sphérique s'écrit alors<sup>1</sup> :

$$H = T + V = \frac{1}{2} \sum_{\mu\nu} B_{\mu\nu}(\{\alpha\}) \dot{\alpha}_\mu \dot{\alpha}_\nu + V(\{\alpha\}).$$

Pour passer du système d'axes liés au laboratoire au système d'inertie propre du noyau (il s'agit du repère défini par les axes principaux du noyau déformé), on effectue une rotation d'angles  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ ; les paramètres de déformation s'écrivent alors :

$$a_{2\mu} = \sum_{\mu'} D_{\mu'\mu}^2(\theta_i) \alpha_{2\mu'}$$

Le repère d'inertie est choisi tel que  $a_{21} = a_{2-1} = 0$  et  $a_{22} = a_{2-2}$ . Le système est complètement décrit

- soit par les cinq paramètres  $\alpha_{2\mu}$  ( $\mu = 2, 1, 0, -1, -2$ )

- soit par les trois angles d'Euler  $\theta_i$  et les deux paramètres  $a_{20}$  et  $a_{22}$  ou de manière équivalente par les trois angles d'Euler  $\theta_i$  et les deux paramètres  $\beta$  et  $\gamma$  définis par les relations :

$$a_{20} = \beta \cos \gamma \quad \text{et} \quad a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$$

On a :

$$\sum_{\mu} |\alpha_{2\mu}|^2 = \sum_{\mu} |a_{2\mu}|^2 = a_{20}^2 + 2a_{22}^2 = \beta^2.$$

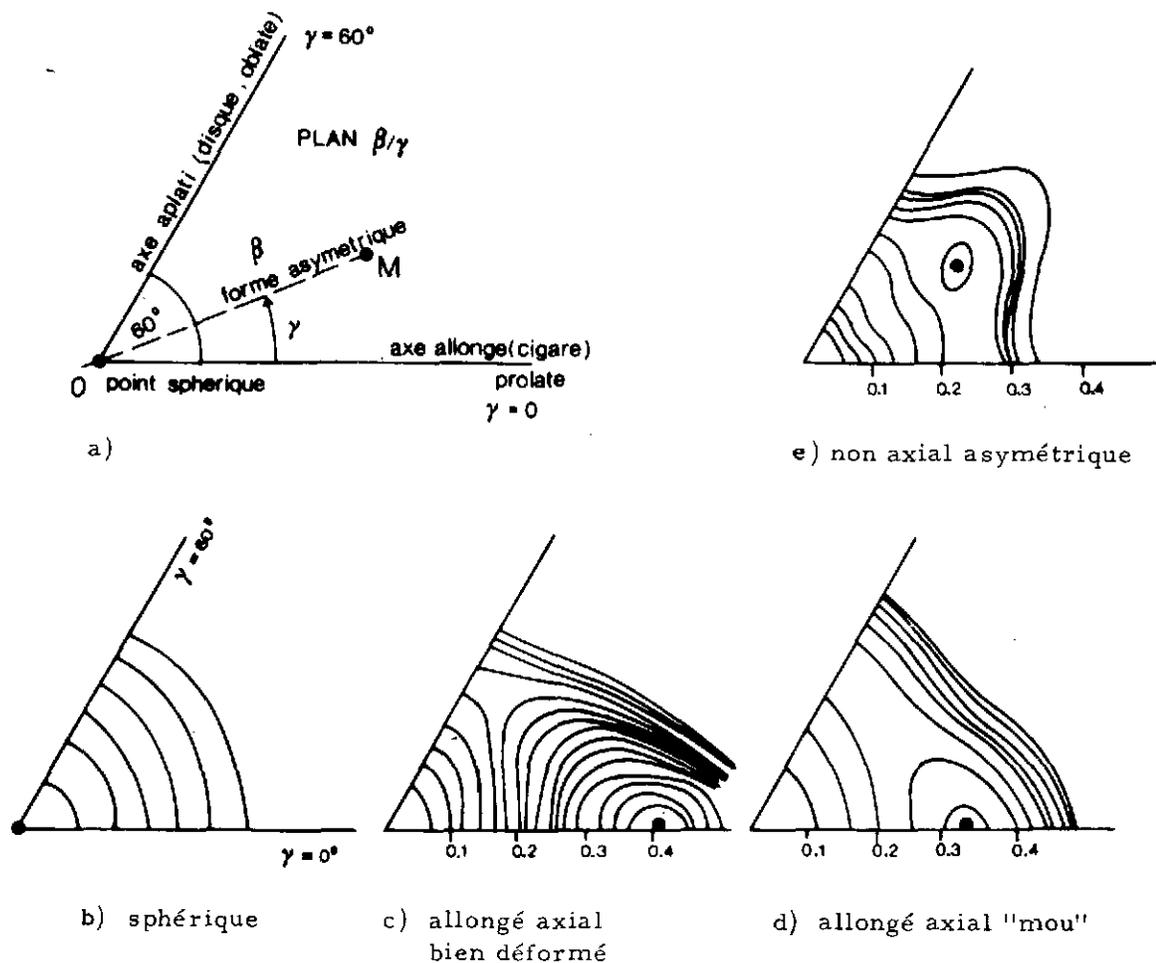
La surface du noyau s'exprime en fonction de ces paramètres :

$$R = R_0 \left( 1 + \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (\cos \gamma (3 \cos^2 \theta - 1) + \sqrt{3} \sin \gamma \sin^2 \theta \cos 2\varphi) \right)$$

et les variations de longueur par rapport à  $R_0$  sur les axes d'inertie s'écrivent :

$$\delta R_K = \sqrt{\frac{4}{5\pi}} \beta R_0 \cos \left( \gamma - k \frac{2\pi}{3} \right) \quad k = 1, 2, 3.$$

Si  $\gamma = 0$  on obtient une surface de révolution en forme de cigare ("prolate" signifiant oblong) ayant pour axe de symétrie l'axe 3 dans le repère d'inertie et pour section droite un cercle. De même pour  $\gamma = \frac{2\pi}{3}$  et  $\frac{4\pi}{3}$  avec les axes 1 et 2. Si  $\gamma = \frac{\pi}{3}$ ,  $\pi$  et  $\frac{5\pi}{3}$  il s'agira d'un "ellipsoïde" de révolution ayant la forme d'un disque aplati ("oblate"), admettant pour axes de symétrie les axes 2, 3 et 1. C'est pourquoi pour définir totalement une forme nucléaire, il suffit de présenter le secteur d'angle  $\pi/3$  dans le plan  $(\beta, \gamma)$  en coordonnées polaires (voir figure 44 (a)). Pour chaque forme de noyau, il est possible de visualiser sa déformabilité en traçant la surface d'énergie potentielle  $V(\beta, \gamma)$  correspondante (voir figure 44(b), (c), (d), (e)).



**Figure 44** : Dans le schéma (a), le point M est repéré par les coordonnées polaires  $\beta$  (longueur du segment OM) et  $\gamma$  (angle). Il représente une forme quadrupolaire asymétrique bien définie. Les autres dessins schématisent des surfaces d'énergie potentielle  $V(\beta, \gamma)$  pour un noyau de forme sphérique (b), de forme allongée à symétrie axiale, bien déformé (c), mou (d) et "triaxiale", asymétrique (e). Pour chaque surface le minimum d'énergie est indiqué par un point noir.

Après quantification par prescription de Pauli<sup>137</sup> (nous renvoyons par exemple le lecteur à l'ouvrage de W. Greiner où de tels calculs sont détaillés), l'hamiltonien du système H peut être écrit sous la forme :

$$H = T_{\text{vib}} + T_{\text{rot}} + V$$

$$T_{\text{vib}} = -\frac{1}{2} \sum_{k,\lambda} \frac{\partial}{\partial a_k} D G^{k\lambda} \frac{\partial}{\partial a_\lambda} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} [G^{k\lambda}] = [B]^{-1} \\ D = \left( \prod_k \mathcal{J}_k \det B \right)^{1/2} \end{cases}$$

$$= \frac{1}{2} B_{00} \dot{\beta}^2 + B_{20} \dot{\beta} \dot{\gamma} + \frac{1}{2} B_{22} \beta^2 \dot{\gamma}^2$$

$$T_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \left( \frac{I_1^2}{\mathcal{J}_1} + \frac{I_2^2}{\mathcal{J}_2} + \frac{I_3^2}{\mathcal{J}_3} \right)$$

$$V = V(\beta, \gamma)$$

où  $I_K$  sont les composantes du moment angulaire total et  $G^{k\lambda}$  la matrice inverse de  $B$ . L'hamiltonien  $H$  est totalement déterminé si on connaît les sept fonctions de  $\beta, \gamma$  suivantes :

- l'énergie potentielle de déformation  $V$
- les trois paramètres de masse  $B_{00}, B_{20}, B_{22}$
- les trois moments d'inertie  $\mathcal{J}_1, \mathcal{J}_2, \mathcal{J}_3$

Les paramètres de masse  $B_{00}(\beta, \gamma), B_{20}(\beta, \gamma), B_{22}(\beta, \gamma)$  sont les paramètres  $m(q)$  du chapitre II associés aux variables  $\beta$  et  $\gamma$ . Quant aux moments d'inertie  $\mathcal{J}_1(\beta, \gamma), \mathcal{J}_2(\beta, \gamma), \mathcal{J}_3(\beta, \gamma)$  ils correspondent aux paramètres de masse de rotation autour des axes 1, 2 et 3. Nous appellerons cet hamiltonien l'Hamiltonien de Bohr complet. A. Bohr dès 1952<sup>1</sup> s'est intéressé à la limite harmonique de telles oscillations autour de la forme d'équilibre sphérique en écrivant :

$$H = T + V = \frac{1}{2} \sum_u (B_2 |\dot{\alpha}_{2u}|^2 + C_2 |\alpha_{2u}|^2)$$

$B_2$  et  $C_2$  sont des constantes désignant le paramètre de masse et le coefficient de compressibilité ("stiffness") qui caractérisent tous les deux l'aptitude à se déformer.

Autour d'une position d'équilibre déformée quadrupolaire axiale, caractérisée par  $a_{20}^0$  et  $a_{22}^0$ , la limite harmonique de l'Hamiltonien de Bohr s'écrit :

$$H = T_{\text{vib}} + T_{\text{rot}} + V(\beta, \gamma)$$

avec

$$T_{\text{vib}} = \frac{1}{2} B_{00} \dot{\beta}^2 + \frac{1}{2} B_{22} \beta^2 \dot{\gamma}^2 + B_{02} \dot{\beta} \dot{\gamma}$$

$$T_{rot} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \mathcal{J}_k \omega_k^2$$

$$V(\beta, \gamma) = \frac{1}{2} C_{20} (a_{20}(\beta, \gamma) - a_{20}^0)^2 + C_{22} (a_{22}(\beta, \gamma) - a_{22}^0)^2$$

S'il n'existe aucun couplage dynamique entre les variables  $\beta$  et  $\gamma$ , alors  $B_{20} = 0$  et si  $B_{00} = B_{22} \equiv B_2$ , les moments principaux d'inertie peuvent être donnés par :

$$\mathcal{J}_k = 4B_2 \beta^2 \sin^2 \left( \gamma - \frac{2\pi k}{3} \right) \quad k = 1, 2, 3$$

K. Kumar et M. Baranger<sup>138-140</sup> ont largement discuté les symétries et les conditions d'invariance de l'Hamiltonien de Bohr complet et de ses fonctions propres. Nous ne retiendrons que :

- toutes les formes sont atteintes dans le seul sextant du plan  $(\beta, \gamma)$  à cause des symétries  $\gamma/-\gamma$  et  $\gamma/\gamma + 2\pi/3$

- les sept fonctions  $B, \mathcal{J}$  et  $V$  sont connues en tout point du plan  $(\beta, \gamma)$  dès lors qu'elles le sont dans ce sextant

- les seuls invariants pour le groupe des rotations sont  $\beta^2$  et  $\beta^3 \cos 3\gamma$

- les fonctions d'onde que nous recherchons peuvent s'exprimer sur la base de fonctions :

$$\psi^{IM\alpha} = \sum_K f^{K\alpha}(\beta, \gamma) \Phi_{MK}^I(\theta_i) \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} K \geq 0, K \geq I \\ K \text{ pair} \\ K \neq 0 \text{ si } I \text{ impair} \end{array}$$

et

$$\Phi_{MK}^I(\theta_i) = N^{IK} \left[ D_{MK}^I(\theta_i) + (-)^I D_{M-K}^I(\theta_i) \right] \text{ où } N^{IK} \text{ est la norme}$$

## 2 - Résolution et résultats

Il convient alors de résoudre l'équation de Schrodinger correspondante, c'est-à-dire de diagonaliser l'Hamiltonien complet de Bohr. Nous ne parlerons pas ici, en effet, des limites simples de cet hamiltonien. Certains ont pris pour terme potentiel  $V(\beta, \gamma)$  un oscillateur harmonique sphérique<sup>1</sup>, ou indépendant de  $\gamma$ <sup>141-145</sup>. D'autres se sont limités au cas des petites oscillations autour d'une forme à symétrie axiale et ont paramétrisé les sept fonctions de l'hamiltonien en fonction de quatre paramètres purement phénoménologiques. Enfin quelques auteurs, tenant compte de potentiels plus généraux, n'ont par contre considéré que des termes restreints de l'énergie cinétique<sup>146-149</sup>, ou des paramètres de masse simplifiés<sup>150</sup>.

Il convient à ce point de faire un peu d'histoire. L'hamiltonien de Bohr collectif est un concept relativement ancien puisqu'il a été introduit en 1952<sup>1</sup>. Les premières résolutions numériques de cet hamiltonien complet ne datent que de 1967<sup>138</sup>. En ce qui concerne les ingrédients microscopiques de cet hamiltonien, et en particulier l'énergie potentielle, les calculs CHF "axiaux" fournissent des potentiels  $V(\beta)$  depuis environ dix ans<sup>93</sup>. Les potentiels  $V(\beta, \gamma)$  obtenus par des calculs CHF "triaxiaux" commencent juste à être disponibles<sup>95, 109</sup>. Ceci explique pourquoi l'hamiltonien de Bohr connaît maintenant un exceptionnel regain d'intérêt.

En effet à partir de la seule donnée d'une interaction effective nucléon-nucléon, la mise en oeuvre des méthodes précédemment évoquées, autorise le calcul microscopique des sept fonctions de l'hamiltonien collectif de Bohr :

- le terme potentiel  $V(\beta, \gamma)$  est livré par les calculs CHF

- les paramètres de masse sont calculés dans l'approximation du Cranking tout comme les moments d'inertie ou à partir des équations ATDHF dans le cas de 2 variables collectives ( $m(q)$  s'identifiant à  $B_{00}$ ,  $B_{20}$  et  $B_{22}(\beta, \gamma)$ ).

Pour diagonaliser l'hamiltonien de Bohr, il existe deux méthodes numériques : soit traiter l'opérateur énergie cinétique par une méthode de différence finie<sup>138-141, 151</sup>, soit projeter les états propres sur une base tronquée<sup>152</sup>.

#### a) Résolution par une méthode de différence finie

Dans le cadre de la première approche numérique, K. Kumar et M. Baranger<sup>138-141</sup> ont accompli un véritable travail de pionnier. Ils ont choisi comme force d'interaction nucléon-nucléon la force  $P + QQ$  ("pairing + quadrupole - quadrupole") dont l'intensité est caractérisé par les constantes  $\chi$  et  $G$ ; l'hamiltonien microscopique regroupe un hamiltonien d'oscillateur harmonique à 1 corps  $H_{sp}$  correspondant à l'hamiltonien de Hartree pour la force  $QQ$ , un terme d'appariement  $H_P$  et un terme résiduel quadrupole-quadrupole  $H_{QQ}$  :

$$H = H_{sp} + H_P + H_{qq} = \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} a_{\alpha}^{+} a_{\alpha} - \frac{1}{4} G \sum_{\alpha \gamma} S_{\alpha} S_{\gamma} a_{\alpha}^{+} a_{-\alpha}^{+} a_{-\gamma} a_{\gamma} - \frac{1}{2} \chi \sum_M Q_M^{+} Q_M$$

avec

$$Q_M = \sum_{\alpha \gamma} \langle \alpha | r^2 Y_{2M} | \gamma \rangle a_{\alpha}^{+} a_{\alpha}, \quad G = -\langle \gamma \bar{\gamma} | H_P | \alpha \bar{\alpha} \rangle, \quad S_{\alpha} = (-)^{j_{\alpha} - m_{\alpha}}$$

Puis ils ont calculé les sept fonctions collectives  $V(\beta, \gamma)$ ,  $\mathcal{J}_k$  et  $B$  avec une méthode TDHB (Hartree-Bogoliubov dépendant du temps), combinant la méthode TDHF pour traiter les effets quadrupolaires et celle de HB pour inclure les corrélations d'appariement. Leur première analyse a porté sur les noyaux de transition W-OS-Pt et Sm-Gd. Le plus gros succès de ces calculs a été de prédire la transition de forme allongée-aplatie dans les noyaux de platine.

Cependant si la résolution numérique est satisfaisante, le modèle possède quelques points faibles :

- la force  $P + QQ$  est très phénoménologique et de plus sa paramétrisation n'est que localement valable dans la charte

- le traitement n'est pas totalement microscopique car le noyau est divisé en deux parties, un nuage de nucléons de valence actifs, dont la contribution est calculée microscopiquement et un cœur inerte traité phénoménologiquement ; ainsi en dehors de la forme des noyaux, les autres propriétés globales du noyau dans son état fondamental ne peuvent pas être atteintes.

Récemment D. Gogny, M. Girod et al.<sup>99, 153</sup> ont repris les calculs microscopiques de l'Hamiltonien de Bohr en utilisant l'interaction effective  $D1$  déjà discutée dans le chapitre II. Le potentiel  $V(\beta, \gamma)$  (voir figure 28 du chapitre II) est donné par les calculs HFB conduits dans le cas triaxial<sup>95</sup> ; les paramètres de masse et les moments d'inertie sont calculés dans le cadre d'une approximation du modèle de Cranking (voir figures 45 et 46). La résolution numérique adoptée est celle de K. Kumar. Nous donnons sur la figure 47 les résultats de ce type de calculs pour le noyau  $^{152}\text{Sm}$  à savoir la comparaison théorie-expérience des niveaux collectifs de basse énergie.

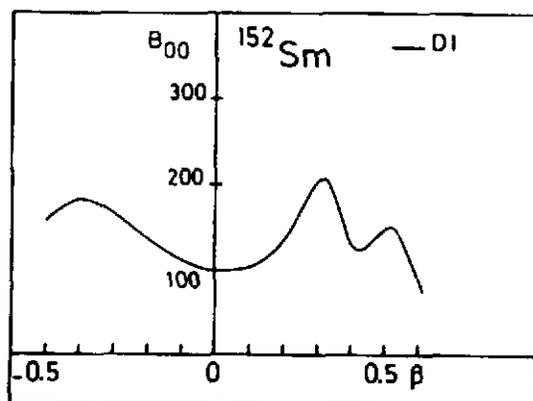


Figure 45 : Paramètre de masse axiale du  $^{152}\text{Sm}$  en fonction de la déformation calculée avec l'interaction  $D1$ .

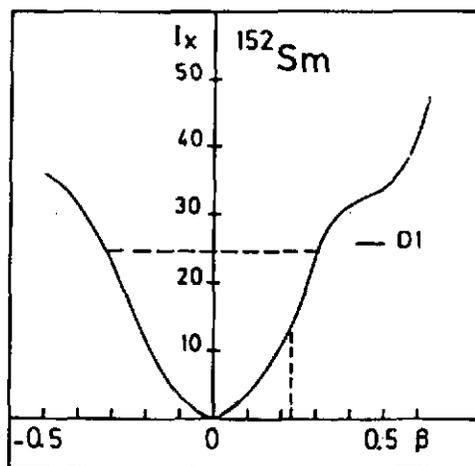


Figure 46 : Moment d'inertie en fonction de la déformation axiale calculée avec l'interaction  $D1$ . Le trait horizontal indique la valeur "expérimentale" de  $I_x$  et le trait vertical la déformation dynamique.

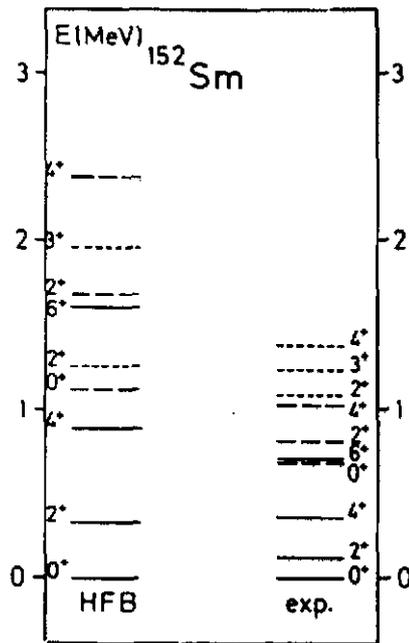


Figure 47 : Comparaison des spectres de basse énergie théorique et expérimental du  $^{152}\text{Sm}$ .

L'accord expérience-théorie est tout à fait satisfaisant. Malheureusement ces calculs n'ont été appliqués qu'à des noyaux situés sur la vallée de stabilité\*.

#### b) Résolution par projection sur une base

Une méthode originale de résolution de l'hamiltonien complet de Bohr a été récemment proposée par J. Libert et P. Quentin<sup>152</sup> en développant les solutions propres de cet Hamiltonien sur une base polynomiale tronquée et convenablement symétrisée. Cette méthode est très flexible car adaptable à des formes d'énergie potentielle  $V(\beta, \gamma)$  les plus générales, par exemple avec deux puits très marqués ; elle est de plus relativement moins coûteuse en temps de calcul.

De nombreux calculs microscopiques CHF + BCS ont été effectués avec l'interaction de Skyrme (SIII) avec et sans symétrie axiale, comme nous l'avons vu au chapitre II, donnant ainsi accès aux courbes  $V(\beta)$  et  $V(\beta, \gamma)$ . Mais à ce jour la seule application de tels calculs à la résolution de l'hamiltonien de Bohr, via la méthode numérique de projection, n'a porté que sur des potentiels axiaux  $V(\beta)$  extrapolés dans le sextant  $V(\beta, \gamma)$  par la simple relation :

$$V(\beta, \gamma) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 (1 + \epsilon_j \cos 3\gamma) V_j(\beta) \quad \epsilon_j = +1 (-1)$$

où  $j=1(2)$  correspond au demi-axe allongé (aplati). Les paramètres de masse sont pris constants.

\* Très récemment les isotopes riches en neutrons de Ni, tel que le  $^{68}\text{Ni}$  ont fait l'objet de tels calculs<sup>154</sup>.

$B_{00} = B_{22} = B$  avec  $B_{20} = 0$  et extraits de l'énergie du premier état excité  $2+$  ; les moments d'inertie sont ceux du modèle hydrodynamique  $\mathcal{J}_k = 4B\beta^2 \sin^2(\gamma - \frac{2\pi K}{3})$ . A titre d'exemple pour les noyaux déficitaires en neutron, nous présentons les résultats obtenus sur les noyaux  $^{154-156-158}\text{Er}$ . La figure 48 présente les surfaces d'énergie potentielle  $V(\beta, \gamma)$  où la transition de forme sphérique-déformée est clairement montrée en passant de  $^{154}\text{Er}$  à  $^{158}\text{Er}$ . A partir de ces données, la résolution de l'Hamiltonien de Bohr conduit aux résultats de la figure 49. Un bon accord de l'évolution des niveaux collectifs de basse énergie avec la masse est obtenu pour ces noyaux d'Erbium transitionnels  $^{155}$ .

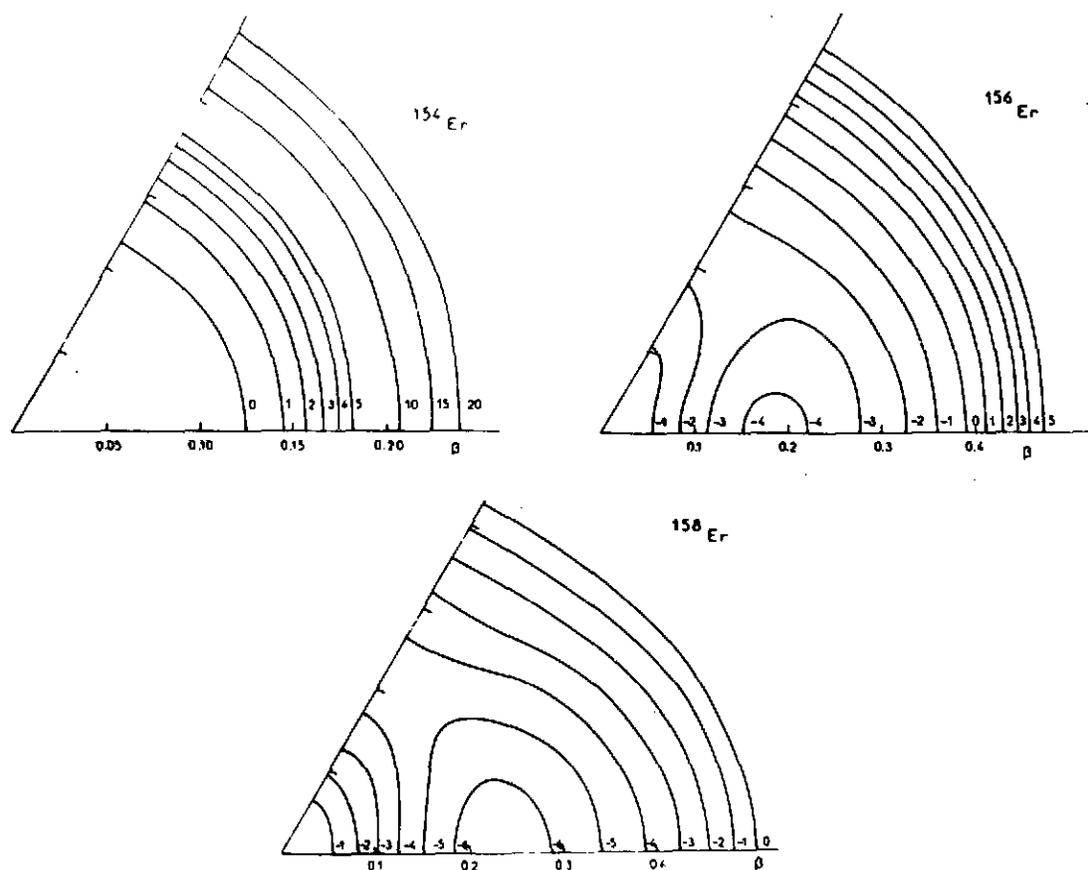


Figure 48 : Surfaces d'énergie potentielles  $V(\beta, \gamma)$  pour les noyaux  $^{154-156-158}\text{Er}$  extrapolées des courbes d'énergie potentielle  $V(\beta)$ . Pour  $\beta = 0$  l'énergie potentielle est prise égale à zéro.

En conclusion la résolution de l'équation dynamique de Bohr est une des étapes indispensables à franchir entre les calculs microscopiques et les mesures de spectroscopie de basse énergie ; elle semble avoir passé le seuil des tests pour pouvoir maintenant travailler extensivement sur des noyaux situés loin de la vallée de stabilité, comme l'ont prouvé les premiers résultats obtenus sur les noyaux d'Erbium et sur ceux de Nickel.

Il reste cependant un problème en suspens : c'est la contribution des excitations individuelles. En effet dans les noyaux pair-pairs les têtes de bandes vibrationnelles  $0+$  sont souvent situées trop haut en énergie ou varient sans raison apparente avec la masse atomique,

de plus des états de 2 particules apparaissent à partir de 2 MeV. Afin de tenir compte des deux degrés de liberté individuel et collectif qui sont intimement couplés dans les noyaux impairs, impair-impairs et à plus haute énergie d'excitation dans les noyaux pair-pairs, il convient donc de traiter le modèle unifié<sup>156</sup> de la manière la plus microscopique possible.

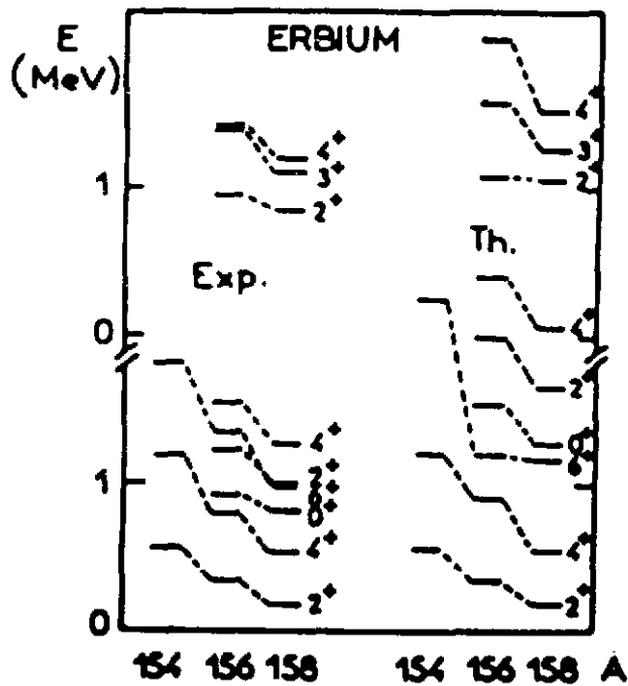
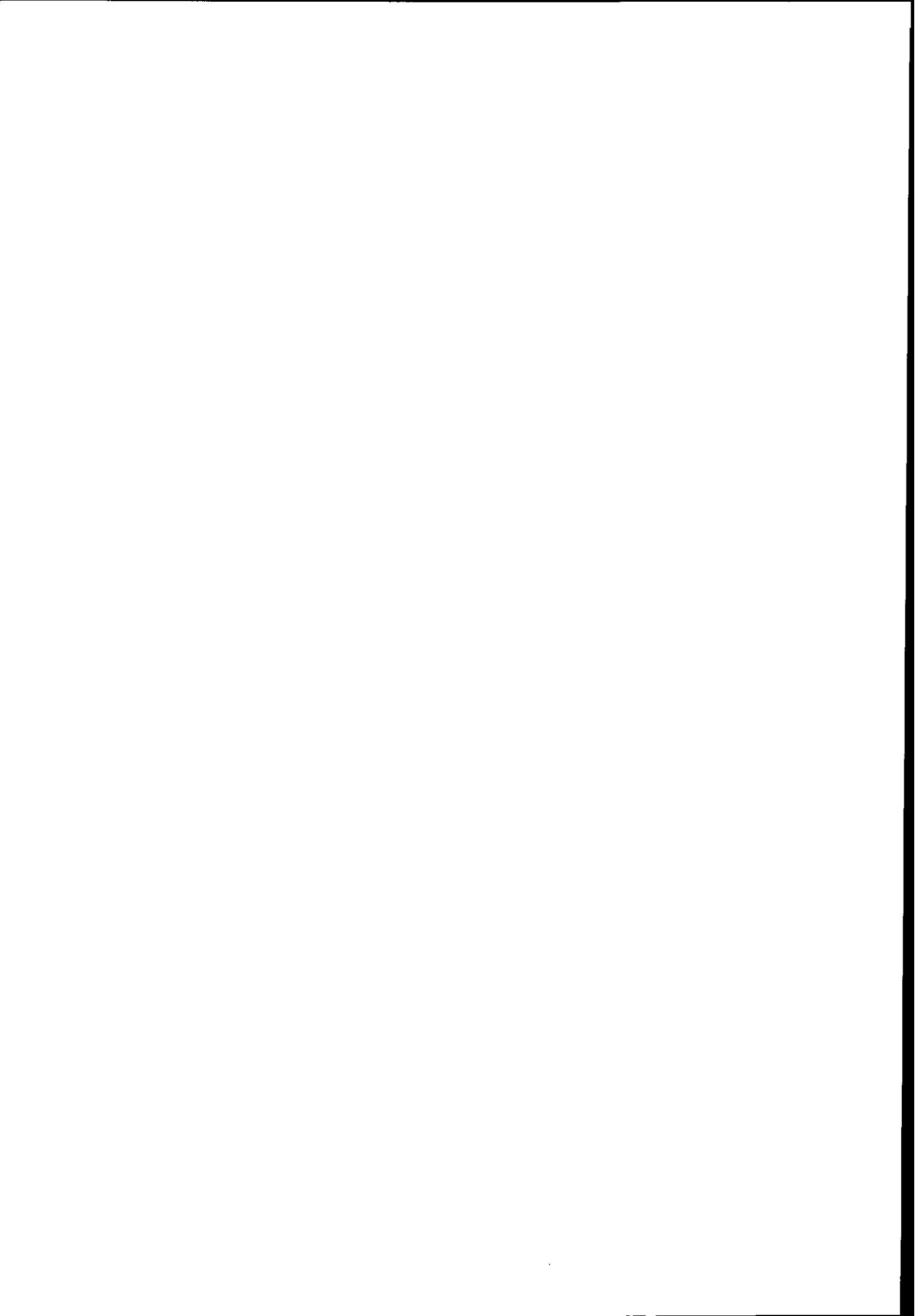


Figure 49 : Comparaison des niveaux collectifs de basse énergie expérimentaux et calculés pour les noyaux de  $^{154-156-158}\text{Er}$ .



CHAPITRE IV  
 ETATS EXCITES DE BASSE ENERGIE DES NOYAUX "EXOTIQUES"  
 IMPAIRS ET IMPAIR-IMPAIRS

---

I - INTRODUCTION

Une approche totalement self-consistante HF des noyaux A-impairs est assez difficile, en particulier si l'on inclut l'étude de la polarisation du coeur en tenant compte de la disparition de l'invariance par renversement du temps. De plus le traitement des corrélations d'appariement entraîne quelques complications supplémentaires. De toutes façons dans de telles descriptions HF on est limité par le caractère intrinsèque des fonctions d'onde obtenues. Il est clair qu'une description à la fois correcte et praticable des propriétés spectroscopiques de basse énergie des noyaux A impairs peut passer par l'utilisation du modèle unifié<sup>156</sup> : les degrés de liberté collectif et individuel y sont couplés et interfèrent. Il convient donc de décrire

- la dynamique du coeur pair-pair en termes de variables collectives à l'aide de l'Hamiltonien de Bohr
- les excitations individuelles par un hamiltonien de quasi-particules résultant de calculs HF + BCS éventuellement contraints pour obtenir la déformation désirée.

Dans un tel modèle le couplage entre les deux types de degré de liberté s'effectuera via le couplage géométrique des moments angulaires du coeur et des quasi-particules et via la dépendance en déformation de l'hamiltonien de quasi-particules.

Nous allons maintenant présenter ici les résultats d'une étape préliminaire d'une telle description microscopique dans le cadre du modèle unifié. Dans un premier temps nous allons faire l'hypothèse que la solution de l'Hamiltonien de Bohr est celle d'un simple rotor rigide et laisser complètement de côté les degrés de liberté collectifs de vibration et le couplage inhérent à la déformation dans les degrés de liberté de particules. En d'autres termes, la dynamique du coeur est outrageusement simplifiée : on l'approche en effet de manière phénoménologique par celle d'un simple rotor. Il s'agit du modèle rotor + particules ou, si les corrélations d'appariement sont incluses, du modèle rotor + quasi-particules<sup>156</sup>.

Il faut bien comprendre que le but de cette approche "microscopique" du modèle

rotor + quasi-particules est de tester les états de quasi-particules fournis par les calculs HF près de la surface de Fermi, est d'abord de tester la validité du champ moyen pour diverses valeurs de la déformation. Ainsi il nous sera possible de dire si les forces effectives du type de Skyrme, ajustées sur les propriétés de saturation, et des résonances géantes conduisent également à une bonne reproduction des états individuels.

## II - UNE APPROCHE MICROSCOPIQUE DU MODELE ROTOR + QUASI-PARTICULES

### 1 - Cas des noyaux A impairs (rotor + une quasi-particule)

#### Rappel du formalisme

L'hamiltonien du système est subdivisé en deux parties<sup>156</sup>  $H = H_{\text{rot}} + H_p$  où  $H_{\text{rot}}$  décrit le mouvement collectif de rotation du coeur pair-pair et  $H_p$  la quasi-particule de valence voisine du niveau de Fermi.

Le seul couplage existant entre le mouvement collectif (rotor) et le mouvement de particules (un ou quelques nucléons dits "de valence") est purement géométrique. En effet, si l'on suppose la symétrie axiale pour le coeur effectuant une rotation autour d'un axe perpendiculaire à son axe de symétrie ( $R_z = 0$ ), alors le terme  $H_{\text{rot}}$  s'écrit :

$$H_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \vec{R}^2 = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (\vec{I}^2 - 2I_z j_z) + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} j^2 - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (j_- I_+ + j_+ I_-)$$

où le dernier terme correspondant au couplage classique du moment total avec le moment de la particule individuelle est appelé couplage de Coriolis. Pour l'expression précédente,  $\mathcal{J}$  est le moment d'inertie,  $\vec{R}$ ,  $\vec{I}$  et  $\vec{j}$  les moments angulaires du coeur, total et de la quasi-particule respectivement ;  $H_p$  l'hamiltonien de quasi-particules indépendantes est défini en termes des solutions HF + BCS à l'équilibre, au minimum d'énergie de déformation.

Pour diagonaliser l'hamiltonien  $H_{\text{rot}} + H_p$  on pourrait utiliser la base standard du modèle unifié (voir figure 50).

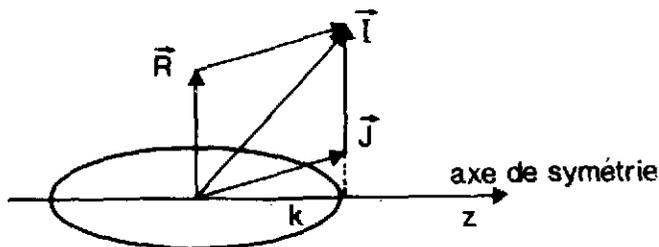


Figure 50 : Schéma d'un noyau déformé de symétrie axiale (axe z) avec  $\vec{R}$  le moment angulaire de rotation du coeur,  $\vec{J}$  le moment angulaire de la particule externe, et  $\vec{I} = \vec{R} + \vec{J}$  le moment angulaire total du noyau.  $\vec{R}$  étant choisi perpendiculaire à l'axe de symétrie, la projection  $K$  de  $\vec{J}$  est identique à celle de  $\vec{I}$  sur l'axe z.

$$|\alpha IMK\rangle = \left| \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (D_{MK}^I \chi_{\alpha K} + (-)^{I+K} \pi D_{M-K}^I \chi_{\overline{\alpha K}}) \right\rangle$$

où les  $D_{MK}^I$  désignent les matrices de rotation de Wigner et les  $\chi_{\alpha K}$  les fonctions d'ondes individuelles de HF : l'état  $\chi_{\alpha K}$  est la fonction d'onde à une quasi-particule caractérisée par la projection de son moment angulaire  $K$  et par d'autres nombres quantiques dont la parité  $\pi = (-)^l$  rassemblés sous la notation  $\alpha$  et  $\chi_{\overline{\alpha K}}$  l'état obtenu par renversement du temps; le ket  $|\chi_{\alpha K}\rangle$  s'écrit donc :

$$|\chi_{\alpha K}\rangle = \alpha^+_{\alpha K} |BCS\rangle$$

où  $\alpha^+_{\alpha K}$  est l'opérateur de une quasi-particule (proton ou neutron suivant que le noyau est impair en proton ou en neutron)<sup>156-160</sup>.

Pour pouvoir décrire aussi les noyaux de transition relativement peu déformés et surtout mous, il est souhaitable d'introduire un moment d'inertie variable dans  $H_{rot}$ , c'est-à-dire de faire dépendre  $\mathcal{J}$  par rapport au moment angulaire du coeur  $R$ , soit  $\mathcal{J}(R)$ . Dans ce cas il est utile d'introduire la base  $|\beta IMjR\rangle$  encore appelée "base du coeur" ou "base quasi-sphérique"<sup>161-164</sup>. Ces états sont états propres des moments angulaires du coeur  $R$  et de la quasi-particule  $j$ . Sans corrélation d'appariement les états de cette base s'écrivent :

$$|\beta IMjR\rangle = \sum_m \sqrt{\frac{2R+1}{8\pi^2}} D_{M-m, 0}^R \langle jm R M-m | IM \rangle a_{jm}^+ |coeur\rangle$$

Dans le cas d'un moment d'inertie fixe il est possible de diagonaliser  $H$  dans la base standard ; si  $\mathcal{J}$  dépend de  $R$ , pour calculer les éléments de matrice de  $H_{rot}$  on projette les états  $|\alpha IMK\rangle$  de la base standard sur les états  $|\beta IMjR\rangle$  de la base quasi-sphérique qui sont des états de "bon  $R$ ".

Les éléments de matrice de  $H$  peuvent s'écrire <sup>157-159</sup> :

$$\langle \alpha IMK | H | \alpha' IMK' \rangle = \epsilon_{\alpha K} \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{KK'}$$

$$+ \sum_{\beta\beta'R} A_{\beta jR, \alpha K}^I A_{\beta' jR, \alpha' K'}^I \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(R)} R(R+1) (u_{\alpha K} u_{\alpha' K'} + v_{\alpha K} v_{\alpha' K'})$$

où les  $\epsilon_{\alpha K}$ ,  $u_{\alpha K}$ ,  $v_{K\alpha}$  sont les énergies de qp et les facteurs d'occupation d'appariement de l'état considéré de qp ( $\alpha, K$ ). Les  $A_{\beta j R, \alpha K}^I = \langle \beta I M j R | \alpha I M K \rangle$  sont les coefficients de projection permettant de passer des états de la base standard déformée à ceux de la base du coeur et faisant intervenir les coefficients  $\langle \beta j K | \alpha K \rangle$  de développement des états HF déformés sur la base sphérique.

$$\langle \alpha I M K | \beta j R I M \rangle = \sqrt{2} \langle j K R 0 | I K \rangle \sqrt{\frac{2R+1}{2I+1}} \langle \beta j K | \alpha K \rangle \delta R, \text{ pair}$$

Après diagonalisation de la matrice énergie on obtient la fonction d'onde du noyau A impair  $|YIM\rangle = \sum_{\alpha K} C_{\alpha K}^Y |\alpha I M K\rangle$  comme combinaison linéaire d'états de la base standard déformée ou

$$|YIM\rangle = \sum_{p j R} C_{p j R}^Y |\beta I M j R\rangle$$

de la base quasi-sphérique.

Revenons sur l'approximation implicite du modèle rotor + 1 qp dans le cas de l'utilisation de la base du "coeur". L'hamiltonien microscopique décrivant le système de A particules en interaction s'écrit :

$$H = \sum_{ij} \langle i | t | j \rangle a_j^+ a_j + 1/4 \sum_{ijkl} \langle ij | v | k\bar{l} \rangle a_i^+ a_j^+ a_l a_k$$

ce qui équivaut en incluant les corrélations d'appariement à

$$H = E_{BCS} + \sum_{\alpha} E_{qp}(\alpha) \eta_{\alpha}^+ \eta_{\alpha} + V_{\text{résiduel}}$$

où  $\eta_{\alpha}^+$ ,  $\eta_{\alpha}$  sont les opérateurs de quasi-particules

Dans la base des états à 1 qp, la matrice énergie s'écrit :

$$\begin{aligned} & \langle BCS \eta_{K'} | H | \eta_K^+ BCS \rangle \\ & = \delta_{KK'} [E_{BCS} + E_{qp}(K)] \end{aligned}$$

comme la somme d'une énergie du coeur pair-pair et de l'énergie de la quasi-particule externe. Or l'état  $|BCS\rangle$  décrit le coeur du noyau impair dans son état intrinsèque, qui est un mélange d'états de bon moment angulaire R.

On peut projeter cet état sur les états  $|R\rangle$  de bon moment angulaire

$$|BCS\rangle = \sum_{\substack{R=0 \\ \text{pair}}} |R\rangle \langle R|BCS\rangle$$

avec

$$E_{BCS} = \langle BCS|H|BCS\rangle = \sum_{R=0} \langle R|BCS\rangle^2 \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(R)} R(R+1)$$

L'approximation du rotor + 1 qp consiste à considérer  $E_{BCS}$  comme la valeur moyenne de l'hamiltonien opérateur énergie cinétique de rotation du coeur avec le moment d'inertie variable  $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(R)} R^2$ . On conçoit alors bien que les propriétés de la qp doivent être celles qui ont été obtenues pour le coeur pair-pair, au minimum d'énergie de déformation.

#### Liens avec les autres modèles et bilan global de cette approche

Tout d'abord rappelons que le modèle de rotor + 1 qp est une émanation du modèle unifié<sup>156</sup>, incluant l'hypothèse adiabatique : la vitesse du mouvement collectif du coeur est faible devant celle relative aux excitations individuelles. Par conséquent, tant que la vitesse du mouvement collectif du coeur est faible, et par exemple pour le cas des rotations tant que la vitesse angulaire  $\omega$  est petite, c'est-à-dire, à basse fréquence, l'hypothèse du modèle unifié reste valable. En ce sens le modèle rotor + 1 qp implique absolument la même physique que le modèle en couches tournant<sup>124,125</sup> discuté dans le cours de Zdislav Szymanski. Mais pour des fréquences élevées, à très haut spin, le modèle rotor + qp n'est peut être plus applicable ; seul reste valable le modèle en couches tournant en attendant de réels calculs "Self-Consistent-Cranking" SCC avec des forces effectives à 2 corps.

Ce modèle rotor + 1 qp a été extensivement appliqué par le passé dans sa forme phénoménologique à de nombreux noyaux déformés<sup>1,156,165-177</sup>. Qu'apporte la microscopie au modèle de rotor + 1qp<sup>157-160</sup> ?

#### Actif

1) La valeur de la déformation axiale  $\beta_2$  ainsi que les états de qp déformés sont extraites de calculs HF contraints au minimum d'énergie. Ils sont déterminés sans aucune possibilité de jouer sur les paramètres. Ceci constitue un avantage certain de cette approche par rapport aux calculs de rotor + qp phénoménologiques utilisant des états d'oscillateur harmonique déformé (Nilsson) où interviennent les paramètres de l'hamiltonien déformé  $\chi, \mu$  ainsi que ceux liés à la déformation  $\beta_2$  ou  $\beta_4$ .

2) Les états HF mélangeant fortement des états de base appartenant à des couches majeures différentes, caractérisées par  $N$ , beaucoup plus que dans le modèle d'oscillateur harmonique déformé ou dans celui du puits de Woods-Saxon. Le fait d'utiliser des fonctions

d'onde microscopiques permet par exemple d'inclure de manière naturelle les couplage  $\Delta N = 2$  entre couches majeures d'oscillateur harmonique correspondant à des N différents de 2.

3) Pour rendre compte des résultats expérimentaux, par exemple dans les terres rares, on introduit parfois un facteur d'atténuation phénoménologique, c'est-à-dire un coefficient  $\alpha$  plus petit que l'unité qui multiplie l'élément de matrice de Coriolis faisant intervenir des états de particule tel que  $\alpha \langle K | j^+ | K' \rangle$ . Dans le type de calculs présentés ici aucun facteur d'atténuation n'a été appliqué sur les termes de Coriolis et de recul (terme en  $j^2$ ) : la partie  $H_{rot}$  a été calculée exactement.

4) Tous les états de qp situés à environ  $2\Delta$  (où  $\Delta$  est le gap ou saut en énergie) au-dessus et au-dessous du niveau de Fermi sont pris en compte. Par exemple pour les calculs sur  $^{236}\text{U} + 1$  qp permettant d'atteindre le noyau  $^{235}\text{U}$ , 24 états de neutron "de valence" entraient en jeu, à  $\pm 4$  MeV de la mer de Fermi. Le modèle ne se limite plus au cas de couches à parité unique (un seul état de parité définie)  $^{37,170}$  ou au mélange restreint de deux ou trois bandes  $^{173}$ .

5) Pour les noyaux bien déformés, on peut extraire le moment d'inertie  $\mathcal{J}$  du coeur à partir de la formule de Cranking d'Inglis en utilisant bien sûr les solutions à l'équilibre HF + BCS. On réalise alors explicitement le couplage d'un rotor "microscopique" à des états de particules "microscopiques".

6) Pour des noyaux de transition, relativement mous on peut, grâce au choix de la base du coeur, injecter des moments d'inertie  $\mathcal{J}(R)$  variant avec le spin ; ces valeurs sont directement tirées des énergies expérimentales de la bande fondamentale du noyau pair-pair via l'image rotationnelle. Elles ne sont donc pas sujettes à un ajustement arbitraire. Ainsi cette approche permet d'atteindre à la fois les noyaux bien déformés et éventuellement ceux de transition, contrairement au modèle de Nilsson tournant (Cranking Shell model).

7) Les seuls paramètres du modèle sont les 6 paramètres de la force de Skyrme fixés une fois pour toutes pour l'ensemble des noyaux de la charte et les sauts en énergie  $\Delta_n$ ,  $\Delta_p$ , ("les gaps") extraits des différences d'énergie de liaison expérimentales pair-impairs.

#### Passif

1) Dans l'état actuel des calculs microscopiques existants, le degré de liberté  $\gamma$  d'asymétrie axiale n'est pas pris en compte, contrairement à de nombreux calculs phénoménologiques (modèles de Meyer-ter-Vehn  $^{178,179}$ , Ragnarsson et al  $^{180-182}$ , Toki-Faessler  $^{164}$ ).

2) La projection sur le bon nombre de nucléons n'est pas incluse : une fonction d'onde de BCS n'est pas état propre de l'opérateur nombre de particules. La fonction d'onde à une

quasi-particule sur un coeur à  $A$  nucléons décrit un système à  $\langle N \rangle = A + 1 - 2 \sum_i v_i^2$  nucléons - qui n'est pas un nombre entier - et où  $v_i^2$  désignent les probabilités d'occupation de l'état de quasi-particule considéré. En gros cette fonction décrit aussi bien (ou aussi mal !) les noyaux  $A + 1$  et  $A - 1$ . Si, cependant l'état considéré est suffisamment loin du niveau de Fermi, on retrouve des situations claires d'états de trou en-dessous, d'états de particules au-dessus et on décrit de manière évidente les noyaux  $A - 1$  ou  $A + 1$ .

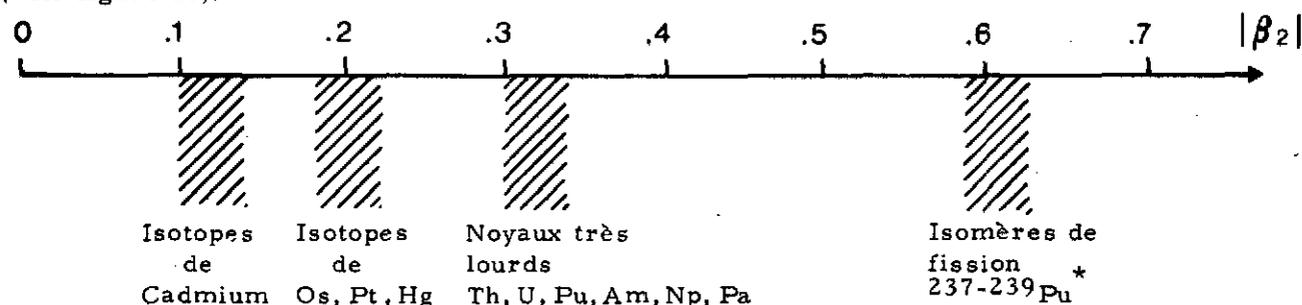
Enfin il n'est tenu aucun compte de l'effet de blocage de la particule externe.

3) Il est admis que la déformation des états de qp dans les noyaux impairs reste celle du coeur pair-pair adjacent. Ceci est évidemment une question ouverte.

4) Seul le degré de liberté collectif de rotation est impliqué dans ce modèle. Mais comme nous l'avons dit, cette approche ne constitue que la "première pierre" d'un traitement impliquant une dynamique du coeur réaliste, en recouplant des états de qp HF à l'hamiltonien de Bohr.

#### Illustration de ces concepts ; résultats

Ce modèle du rotor + qp a été appliqué à de très nombreux noyaux "exotiques" ou non et de déformation très variable, en allant des noyaux de transition  $^{157, 160, 183}$  ( $\beta_2 \sim 0.10 - 0.15$ ) aux isomères de fission  $^{158}$  ( $\beta_2 \sim 0.6$ ) en passant par des noyaux très lourds bien déformés  $^{159}$  tels que Th, U, Pu, Pa, Np et Am avec  $229 \leq A \leq 241$  ( $\beta_2 \sim 0.30 - 0.35$ ). (voir figure 51).



**Figure 51** : Régions de déformation où l'approche du modèle rotor + 1qp "microscopique" a été appliquée.

Avant de présenter des résultats sur les noyaux "exotiques", donnons à titre d'information les résultats obtenus dans la vallée de stabilité pour les noyaux bien déformés d'Uranium impairs. Pour un noyau donné,  $^{235}\text{U}$ , toutes les bandes rotationnelles sont retrouvées (figure 52). Jusqu'à 1.1 MeV les 9 bandes de rotation sont retrouvées avec succès :  $7/2^- [743]$ ,  $1/2^+ [631]$ ,  $5/2^+ [633]$ ,  $5/2^+ [622]$ ,  $3/2^+ [631]$ ,  $7/2^+ [624]$ ,  $5/2^- [752]$ ,  $1/2^- [501]$ ,  $9/2^- [734]$ . Pour certaines d'entre elles l'assignation a ainsi été confirmée. On notera que pour la bande  $1/2^- [501]$  très perturbée, on obtient le bon paramètre de découplage. Enfin des propositions d'étiquette ont été données pour les bandes  $5/2^- [503]$ ,  $3/2^- [501]$ ,  $3/2^- [741]$ . De plus

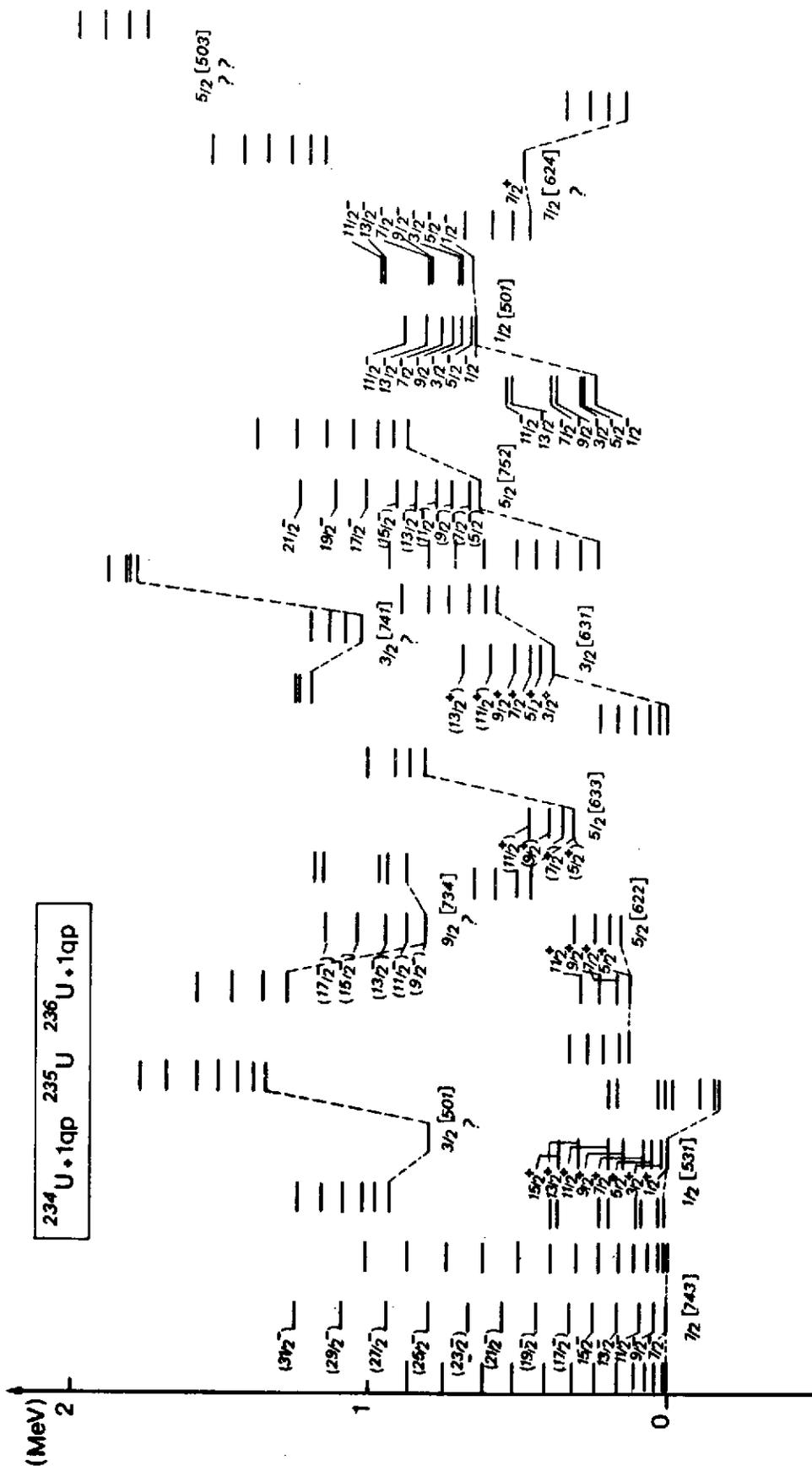


Figure 52 : Comparaison du schéma de niveaux expérimental du noyau  $^{235}\text{U}$  avec les résultats théoriques obtenus en couplant une quasi-particule de neutron à un coeur pair-pair de  $^{234}\text{U}$  ou  $^{236}\text{U}$ , reportés respectivement à gauche et à droite de chaque bande de niveaux expérimentale.

l'évolution des têtes de bande pour une série isotopique est bien reproduite (figure 53). Par exemple pour les cinq bandes  $3/2^+$  [631],  $1/2^+$  [631],  $7/2^+$  [743],  $5/2^+$  [622] et  $1/2^-$  [501] dont l'évolution est bien connue de  $^{233}\text{U}$  à  $^{229}\text{U}$ , les calculs de rotor + 1 qp sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux : les variations relatives en énergie avec A sont bien reproduites.

Passons maintenant au cas des noyaux "exotiques" vis à vis de la stabilité  $\beta$ . Nous allons présenter les résultats concernant les noyaux exotiques de Cd impairs, Hg impairs, Pt impairs.

Les noyaux impairs de Cadmium  $^{103-105-107-109}\text{Cd}$  présentent expérimentalement une bande  $\Delta I = 2$  découplée bâtie sur l'état  $1h\ 11/2$  et deux bandes perturbées construites sur les états  $1g\ 7/2$  et  $2d\ 5/2$ . Les calculs de rotor + 1 qp  $^{157}$  ont permis d'établir la forme allongée pour ces noyaux, non seulement pour la bande  $1h\ 11/2$  de parité unique mais aussi pour les bandes de parité positive (voir figure 54). En regardant la décomposition des états sur la base sphérique du coeur on peut constater qu'il s'agit réellement d'une bande découplée ; cependant par rapport au simple calcul de Stephens  $^{170}$  il faut noter que l'état  $11/2^-$  ne contient que 61% d'état de base  $|h\ 11/2\ R = 0\rangle$  (voir figure 55). Dans le calcul de rotor + 1 qp "microscopique" les bandes de parité positive ont aussi pu être reproduites et analysées. Les évolutions théorique et expérimentale des états favorisés sont représentés sur la figure 56 : il en résulte clairement que les noyaux de Cd impairs sont allongés. L'approche rotor + 1 qp permet donc dans ce cas de reproduire les bandes de parité négative et positive ainsi que de conclure quant à la forme des noyaux à basse énergie d'excitation. Elle a ainsi confirmé qu'il n'existait pas de coexistence de forme dans les isotopes de Cd déficitaires en neutrons.

Des résultats similaires  $^{160, 183}$  ont été obtenus dans la région des Hg où des bandes découplées bâties sur l'état  $1i\ 13/2^+$  ont été observées dans les noyaux  $^{193-191-189-187}\text{Hg}$ . Par contre ces bandes sont bien reproduites pour la solution d'équilibre de forme aplatie et peu déformée (oblate) de ces noyaux ; quand le nombre de nucléons décroît les énergies des états  $15/2^+$  et  $13/2^+$  diminuent tandis que celle des états  $17/2^+$  et  $21/2^+$  augmentent (voir figure 57) ; les calculs reproduisent fort bien les spectres en énergie en valeur absolue mais aussi leur évolution particulière avec le nombre de nucléons (qui s'explique par la pénétration du niveau de Fermi au sein de la couche  $1i\ 13/2$ ). La solution allongée "prolate" et bien déformée conduit à des bandes couplées  $13/2^+$ ,  $15/2^+$ ,  $17/2^+$ ... ( $\Delta I = 1$ ) en total désaccord avec l'expérience.

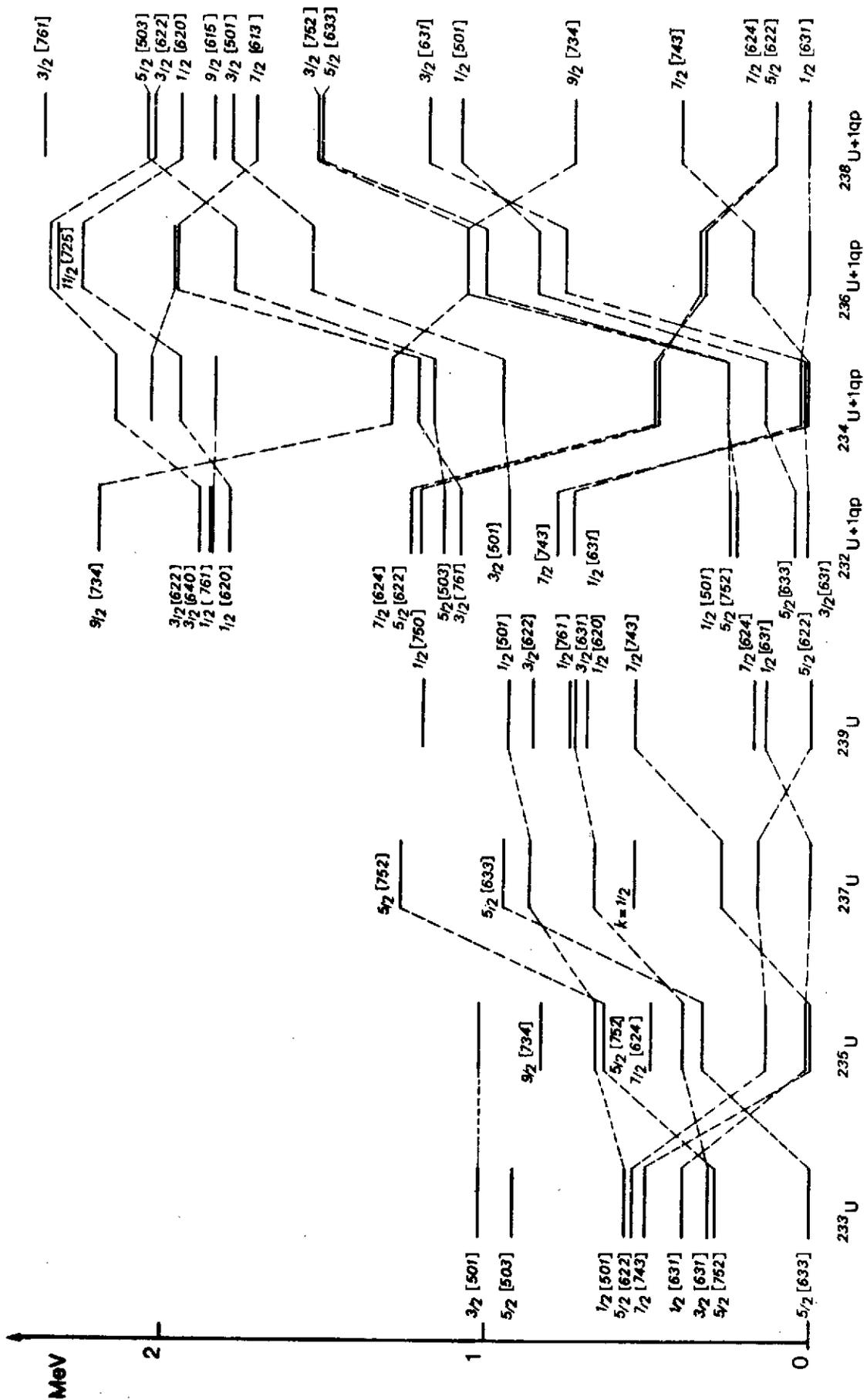


Figure 53 : Comparaison des énergies expérimentales des têtes de bande présentées dans 233, 235, 237, 239U et de celles calculées en couplant une quasi-particule de neutron aux coeurs pair-pairs 232, 234, 236, 238U.

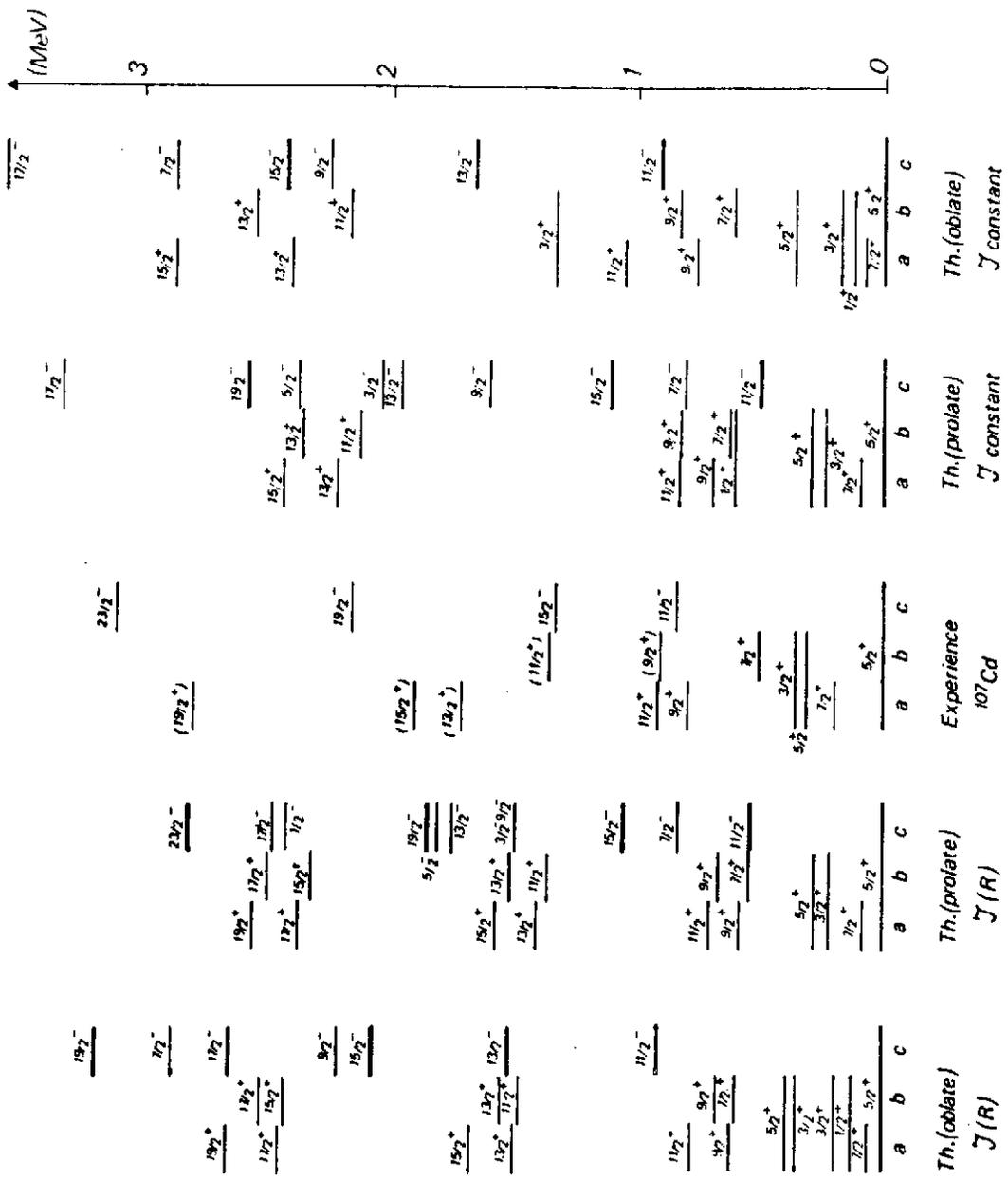


Figure 54 : Schémas de niveaux calculés, concernant le système  $^{106}\text{Cd} + \text{qp}$  et schéma expérimental de  $^{107}\text{Cd}$ .

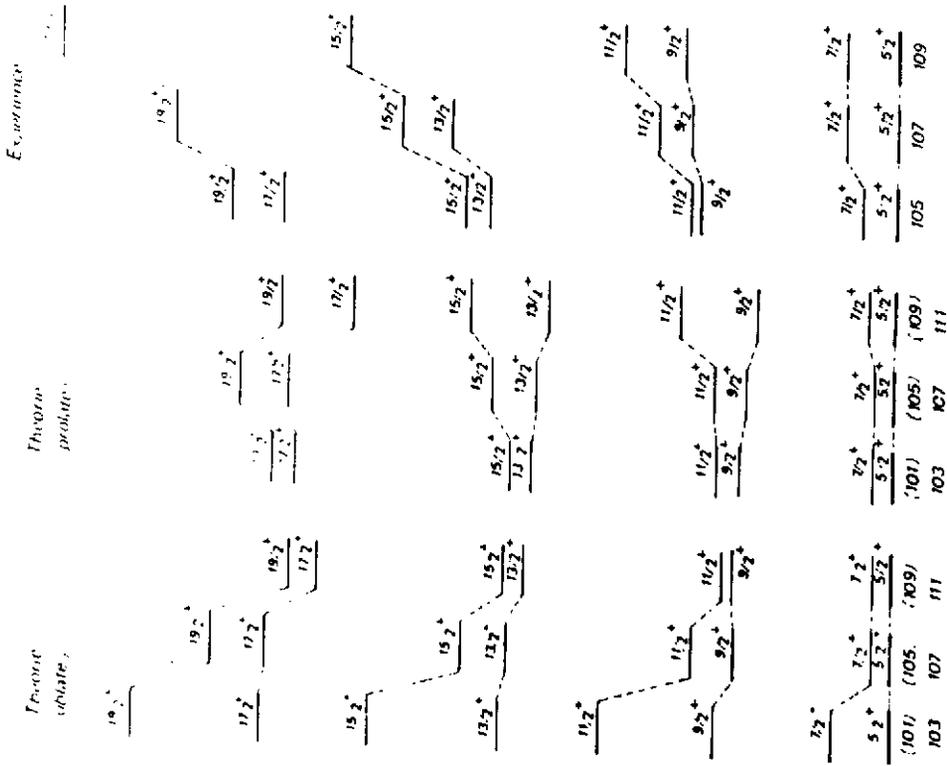


Figure 56 : Evolutions théoriques et expérimentales de la bande d'états favorisés, de parité positive, des isotopes impairs de cadmium.

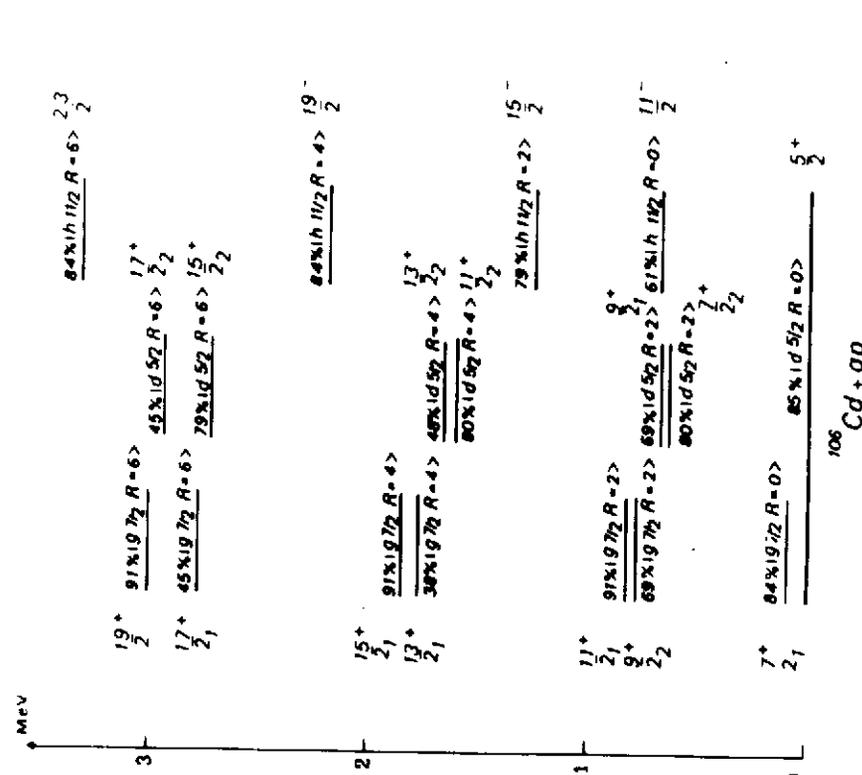


Figure 55 : Schéma de niveaux partiel prévus par le calcul pour le système "106Cd + qp", dans sa forme d'équilibre "prolate", avec les pourcentages de la participation majoritaire parmi les états |jR>.

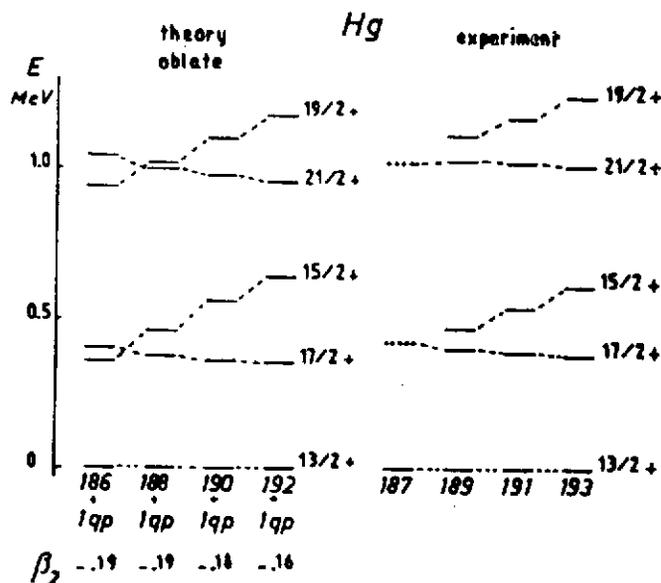


Figure 57 : Evolution expérimentale et théorique des niveaux de haut spin  $\geq 13/2$  pour quelques noyaux de mercure déficitaires en neutrons. Les résultats théoriques sont obtenus en couplant une quasi-particule de neutron au coeur pair-pair de Hg dans sa solution d'équilibre de forme faiblement aplatie.

Toujours pour les neutrons impairs, les calculs rotor+lqp permettent de conclure que le noyau  $^{185}\text{Pt}$  est allongé tandis que le noyau  $^{187}\text{Pt}$  est aplati par la reproduction, à partir des solutions aplatie et allongée des coeurs  $^{184-186-188}\text{Pt}$ , des bandes  $\Delta I = 1$  et  $\Delta I = 2$  respectivement (voir figure 58).

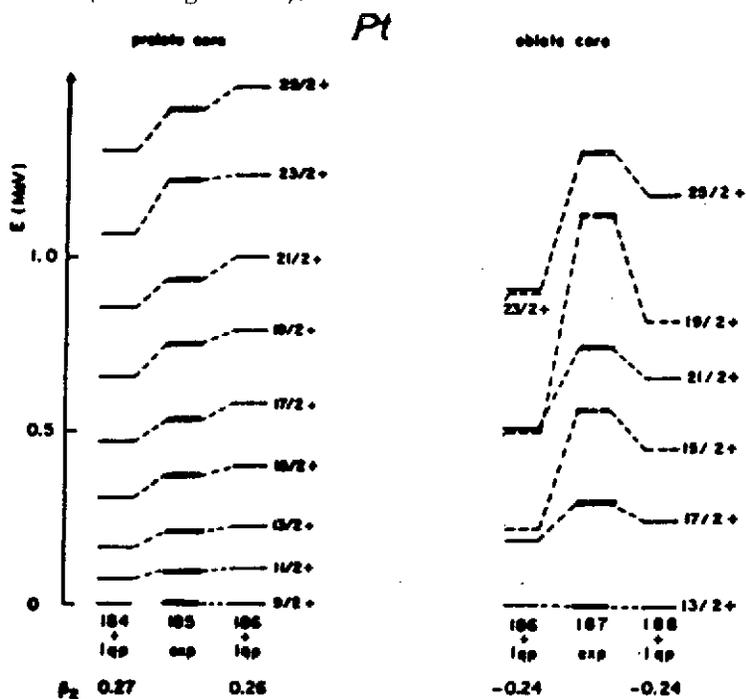


Figure 58 : Etats de haut spin expérimentaux de  $^{185,187}\text{Pt}$  comparés à ceux obtenus en couplant lqp de neutron aux coeurs pair-pairs de  $^{184,186}\text{Pt}$  de forme allongée et de  $^{186,188}\text{Pt}$  de forme aplatie.

Il ne faut pas croire que les seuls états de haut spin des noyaux impairs en neutrons soient bien retrouvés. Le même type de résultats est obtenu pour les noyaux impairs en protons, par exemple pour le noyau  $^{185}\text{Ir}$  comme le démontre la figure 59 <sup>160-183</sup>.

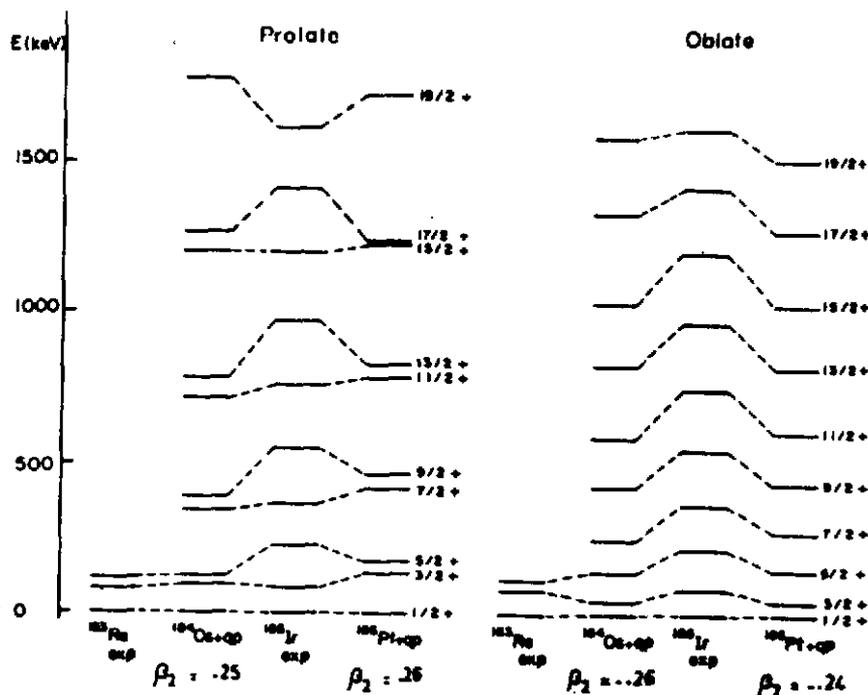


Figure 59 : Comparaison entre la bande  $1/2^+$  présente expérimentalement dans le noyau  $^{185}\text{Ir}$  et les résultats théoriques prédits en couplant une quasi-particule de proton aux coeurs pair-pairs d'Os et de Pt dans leurs solutions d'équilibre de forme allongée et aplatie.

Non seulement les schémas de niveaux sont prédits mais aussi les probabilités de transition E2, M1, les moments statiques magnétiques  $\mu$  et quadrupolaires  $Q$  peuvent être calculés. L'accord obtenu entre valeurs expérimentales et calculées pour des noyaux de la région des actinides <sup>159</sup> a confirmé la qualité et la richesse des fonctions d'onde individuelles délivrées par les calculs de champ moyen utilisant la force SIII.

## 2 - Cas des noyaux impair-impairs (Rotor + deux quasi-particules)

### Formalisme

Les résultats satisfaisants obtenus pour le cas des noyaux A impairs et qui donnaient une bonne confirmation de la qualité des fonctions d'onde individuelles déterminées par C(HF + BCS) invitaient très naturellement à étendre l'approche au cas de 2 quasi-particules <sup>156, 184-192</sup> \*. Pour le cas des noyaux impair-impairs l'hamiltonien total du système s'écrit :

$$H = H_{\text{rot}} + H_p + H_n + V_{pn}$$

\* Par ailleurs le modèle de Nilsson tournant n'a produit que récemment des résultats sur les noyaux impair-impairs, et uniquement pour les noyaux bien déformés <sup>193</sup>.

avec

$$H_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(R)} \vec{R}^2$$

R étant le moment angulaire du coeur,  $H_p, H_n$  les hamiltoniens de qp indépendantes pour la solution d'équilibre HF, et  $V_{pn}$  le terme résiduel d'interaction proton-neutron.

On peut travailler sur la base standard déformée qui s'écrit <sup>191, 192</sup>:

$$|\alpha_n \alpha_p K_n K_p IMK\rangle = \left\{ \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} D_{MK}^I \chi_{\alpha_n K_n} \chi_{\alpha_p K_p} + \pi_n \pi_p (-)^{I+K} D_{M-K}^I \chi_{\overline{\alpha_n K_n}} \chi_{\overline{\alpha_p K_p}} \right\} >$$

où les états  $\chi_{\alpha K}$  sont les fonctions d'onde à une quasi-particule caractérisées par la projection de leur moment angulaire total K et par d'autres nombres quantiques dont leur parité  $\pi_n$  ou  $\pi_p$  rassemblés sous la notation  $\alpha$ , et  $\chi_{\overline{\alpha K}}$  les états obtenus par renversement du temps. La projection de  $\vec{I}$  sur l'axe de symétrie du noyau K peut être choisie telle que  $K \geq 0$  et peut prendre les deux valeurs suivantes :

$$K_{>} = |K_n| + |K_p|$$

$$K_{<} = ||K_n| - |K_p||$$

Par exemple dans le noyau <sup>166</sup>Ho interviennent les couches  $7/2^- [532]_p$  et  $1/2^- [521]_n$  avec la notation  $K [Nn_z \Lambda]$  usuelle. On obtient donc un doublet  $K_{>}=4$  et  $K_{<}=3$ .

Pour tenir compte de la dépendance en R des moments d'inertie  $\mathcal{J}$ , il faut utiliser une base quasi-sphérique généralisée  $|\beta j_n j_p JRIM\rangle$  où  $\vec{R}$  le moment angulaire du coeur et  $\vec{J}$  le moment total des particules ( $\vec{J} = \vec{j}_p + \vec{j}_n$ ) sont diagonaux. Sur cette base quasi-sphérique un état de la base standard se décompose ainsi :

$$|\alpha_n \alpha_p K_n K_p IMK\rangle = \sqrt{2} \sum_{j_n} \sum_{j_p} \sum_{J=j_n-j_p}^{j_n+j_p} \sum_{R=|J-I|}^{J+I} C_{\alpha_n K_n}^{(nlj)_n} C_{\alpha_p K_p}^{(nlj)_p}$$

$$\sqrt{\frac{2R+1}{2I+1}} \langle j_n K_n j_p K_p | J K_n + K_p \rangle \langle J K_n + K_p R 0 | I K_n + K_p \rangle | (nl)_n (nl)_p j_n j_p JRIM \rangle$$

Les coefficients  $C_{\alpha_n K_n}^{(nlj)_n}$  et  $C_{\alpha_p K_p}^{(nlj)_p}$  qui résultent du calcul variationnel sont les

coefficients du développement des états déformés HF de neutron et proton sur la base sphérique (en fait ils proviennent du produit des coefficients  $g_{\alpha}^i$  du développement sur la base d'oscillateur harmonique déformé  $|i\rangle$  à symétrie axiale des états HF  $|\alpha K_{\alpha}\rangle$  déformés et des coefficients T du développement des états d'oscillateur déformé sur la base sphérique  $|n l j_{\alpha} K_{\alpha}\rangle$ ).

$$\begin{aligned}
 |\alpha K_{\alpha}\rangle &= \sum_i g_{\alpha}^i |i\rangle \\
 |\alpha K_{\alpha}\rangle &= \sum_i g_{\alpha}^i \sum_{n l j} T(n l j K, i) |n l j_{\alpha} K_{\alpha}\rangle \\
 &= \sum_{n l j \alpha} C_{\alpha, K_{\alpha}}^{(n l j \alpha)} |n l j_{\alpha} K_{\alpha}\rangle
 \end{aligned}$$

Les hypothèses de base sont identiques à celles du modèle rotor + lqp.

L'interaction résiduelle proton-neutron  $V_{pn}$  entre les deux particules de valence n'est rien autre que l'interaction effective de Skyrme qui a servi à définir les hamiltoniens de quasi-particules. Détaillons ce point<sup>191, 192</sup>. Dans le cadre de cette approche du champ moyen HF + BCS, l'Hamiltonien microscopique décrivant un système de A particules en interaction

$$H = \sum_{ij} \langle i | T | j \rangle a_i^{\dagger} a_j + 1/4 \sum_{ijkl} \langle ij | V_{\text{eff}} | \widetilde{kl} \rangle a_i^{\dagger} a_j^{\dagger} a_l a_k$$

est équivalent à :

$$H = E_{\text{BCS}} + \sum_{\alpha} E_{\text{qp}}(\alpha) n_{\alpha}^{\dagger} n_{\alpha} + V_{\text{resid}}$$

où les  $n_{\alpha}^{\dagger}, n_{\alpha}$  sont des opérateurs de quasi-particules.

Dans la base des états à une quasi-particule neutron et à une quasi-particule proton, la matrice d'énergie s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \langle \text{BCS } n_{p'} n_{n'} | H | n_n^{\dagger} n_p^{\dagger} \text{BCS} \rangle &= \delta_{n, n'} \delta_{p, p'} [ E_{\text{BCS}} + E_{\text{qp}}(n) + E_{\text{qp}}(p) ] \\
 + \langle n' p' | V_{\text{eff}} | np \rangle &(u_n u_{n'} u_p u_{p'} + v_n v_{n'} v_p v_{p'}) \\
 - \langle n' \bar{p} | V_{\text{eff}} | n \bar{p}' \rangle &(u_n u_{n'} v_p v_{p'} + v_n v_{n'} u_p u_{p'})
 \end{aligned}$$

L'hamiltonien du noyau impair-impair est donc à cette approximation la somme de l'énergie du coeur pair et d'un Hamiltonien de quasi-particules indépendante de proton et neutron externes, à laquelle est ajoutée une contribution due à l'interaction neutron-proton.

L'état  $|BCS\rangle$  décrit le coeur dans son état intrinsèque, c'est-à-dire comme un mélange d'états de bon moment angulaire. Si on veut tenir compte de chacun des membres de la bande rotationnelle inclus dans cet état intrinsèque, on doit projeter cet état  $|BCS\rangle$  sur des états normalisés de bon moment angulaire  $R$ , ayant une énergie  $E(R)$  qu'on peut toujours mettre sous la forme  $[\hbar^2/2\mathcal{J}(R)] R(R+1)$  où  $\mathcal{J}(R)$  est un moment d'inertie variable.

On a :

$$|BCS\rangle = \sum_{\substack{R=0 \\ R \text{ pair}}} \langle R|BCS\rangle |R\rangle$$

et

$$E_{BCS} = \langle BCS|H|BCS\rangle = \sum_{\substack{R=0 \\ R \text{ pair}}} \langle R|BCS\rangle^2 [\hbar^2/2\mathcal{J}(R)] R(R+1)$$

L'énergie  $E_{BCS}$  est donc une valeur moyenne sur la bande rotationnelle du Hamiltonien collectif  $H_{coll}$ . L'approximation retenue ici consiste à remplacer dans l'opérateur Hamiltonien, la valeur moyenne  $E_{BCS}$  par l'opérateur  $H_{coll}$  particulier, à savoir l'opérateur énergie cinétique de rotation du coeur avec moment d'inertie variable.

Dans cette approximation le noyau impair-impair apparaît comme un coeur déformé décrit par l'hamiltonien collectif plus une quasi-particule neutron et une quasi-particule proton en interaction

$$H = H_{coll} + \sum_{\alpha} E_{qp}(\alpha) \eta_{\alpha}^{+} \eta_{\alpha} + V_{resid}$$

#### Interaction résiduelle proton-neutron

Il faut tout d'abord noter que l'adjonction de  $V_{pn}$  peut mélanger les parités des états à  $l_{qp}$  neutrons et protons. Pour la parité globale positive, on peut voir  $\pi_n = \pi_p = +1$  aussi bien que  $\pi_n = \pi_p = -1$  et pour la parité globale négative  $\pi_n = -\pi_p = \pm 1$ .

Avant de diagonaliser l'hamiltonien total sur l'une des deux bases choisies, il convient de calculer les éléments de matrice  $V_{pn}$  entre des états HF déformés de protons  $|p\rangle$  et de neutrons  $|n\rangle$  pour la force N-N effective choisie. On peut tester les éléments diagonaux de la matrice hamiltonienne dans la base standard en négligeant les fonctions

d'appariement et dans le cas d'un couplage de Coriolis pratiquement nul. En effet la différence des énergies des têtes de bandes rotationnelles  $E_{GM}$  d'un doublet  $K_>$  et  $K_<$  issu d'une même paire d'états  $\chi_{\alpha_n K_n}$ ,  $\chi_{\alpha_p K_p}$  pour le cas  $K \neq 0$  qu'on appelle énergie de Gallagher-Moszkowski est reliée aux éléments de matrice de  $V_{pn}$  :

$$\begin{aligned} E_{GM} &= \langle K_< | H | K_< \rangle - \langle K_> | H | K_> \rangle = E_{K_<} - E_{K_>} \\ &= \langle n\bar{p} | V_{pn} | n\bar{p} \rangle - \langle np | V_{pn} | np \rangle \end{aligned}$$

avec les notations condensées

$$|K_>\rangle = |IMK_>\rangle, \quad |K_<\rangle = |IMK_<\rangle$$

et

$$|np\rangle = |\chi_{\alpha_n K_n} \chi_{\alpha_p K_p}\rangle$$

pour les états HF déformés.

Dans la référence 185 les auteurs ont extrait de façon semi-empirique les énergies  $E_{GM}$  correspondants à une cinquantaine de doublets expérimentaux (sous les hypothèses simplificatrices précédentes) dans la région des Terres rares. Dans les références 191-192 les différences  $E_{GM}$  ont été calculées à partir des états Hartree-Fock déformés. Les résultats sont présentés sur la figure 60. Choissant des états de base  $\chi_{\alpha K}$  avec  $K_n > 0$  et  $K_p > 0$  les valeurs "semi expérimentales"  $E_{GM}$  de la référence 185 ont été corrélées avec la quantité  $|\Sigma_n - \Sigma_p|$  où  $\Sigma$  est la valeur moyenne dans les états  $n$  et  $p$  correspondants de la 3ème composante du spin. Ceci a permis de confirmer théoriquement la règle empirique de Gallagher-Moszkowski\* qui se fondait sur des assignations asymptotiques assez souvent controversées.

\* Il est bon de rappeler cette règle empirique :

Si les spins proton et neutron sont anti-alignés l'état fondamental a pour moment angulaire  $I$  la valeur la plus basse  $K_<$

$$I = K_< = \left| |K_n| - |K_p| \right| \quad \text{si } K_n = \Lambda_n \pm 1/2 \quad \text{et } K_p = \Lambda_p \mp 1/2$$

Si les spins proton et neutron sont alignés, il possède le moment  $I = K_>$

$$I = K_> = |K_n| + |K_p| \quad \text{si } K_n = \Lambda_n \pm 1/2 \quad \text{et } K_p = \Lambda_p \pm 1/2$$

Avec la définition de  $E_{GM}$ , cela revient à écrire :

$$E_{GM} < 0 \quad \text{si les spins proton et neutron sont anti-alignés soit } |\Sigma_n - \Sigma_p| = 1$$

$$E_{GM} > 0 \quad \text{si les spins proton et neutron sont alignés soit } |\Sigma_n - \Sigma_p| = 0$$

Par exemple dans le cas de  $^{166}\text{Ho}$  :

$$\begin{array}{llll} 7/2^- [532]_p & K_p = 7/2 & \Lambda_p = 3 & \Sigma_p = 1/2 \\ 1/2^- [521]_n & K_n = 1/2 & \Lambda_n = 1 & \Sigma_n = -1/2 \end{array}$$

Les spins proton et neutron sont anti-alignés,  $E_{GM} < 0$  donc l'état fondamental a pour spin  $I = K_< = 3$ .

Du côté des configurations avec  $|\Sigma_n - \Sigma_p| \lesssim 1/2$  les valeurs propres pour l'énergie  $E_{GM}$  sont reproduites généralement très bien quantitativement. L'accord est légèrement de moins bonne qualité pour les configurations anti-parallèles avec  $|\Sigma_n - \Sigma_p| \sim 1$ .

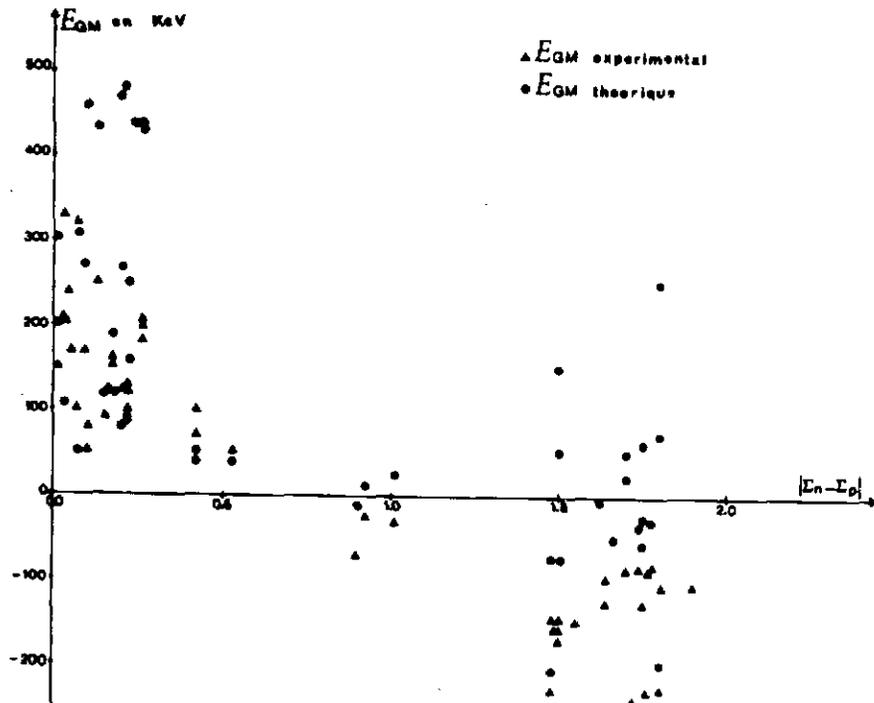


Figure 60 : Comparaison entre les énergies  $E_{GM}$  (correspondant aux éléments de Gallagher-Mozkowsky) tirées de l'expérience et théoriques en fonction de la quantité  $|\Sigma_n - \Sigma_p|$ .

#### Illustration de ces concepts ; résultats

Si le type d'approche n'a pas été encore appliqué à des noyaux "exotiques" donnons déjà les résultats préliminaires obtenus sur le  $^{238}\text{Np}$  noyau bien déformé calculé à partir des quatre coeurs adjacents  $^{191,192}\text{U}$  et  $^{236-238}\text{U}$  et  $^{238-240}\text{Pu}$ . La figure 61 présente la comparaison de 0 à 500KeV entre les bandes expérimentales et théoriques obtenues à partir du coeur  $^{238}\text{Pu}$  pour lequel le meilleur accord est obtenu. Le coeur  $^{240}\text{Pu}$  conduit à un accord expérience-théorie équivalent à celui-ci. Quant aux calculs avec les coeurs  $^{236-238}\text{U}$ , ils fournissent les mêmes bandes mais avec des perturbations sur l'ordre relatif des têtes de bandes. Pour chaque couple d'états de proton et de neutron, un doublet  $K_>$  et  $K_<$  est obtenu. A droite de chacune des bandes expérimentales, la figure présente une bande théorique "Th1" correspondant au calcul sans contribution  $V_{pn}$  puis une bande théorique "Th2" correspondant au calcul incluant les contributions diagonales de  $V_{pn}$ .

- Les 8 bandes correspondantes aux 4 doublets  $K^\pi = 2^+$  et  $3^+$ ,  $2^-$  et  $3^-$ ,  $0^+$  et  $5^+$ ,  $0^-$  et  $5^-$  sont retrouvées avec les bons écarts en énergie entre les différents états dans chacune des bandes.

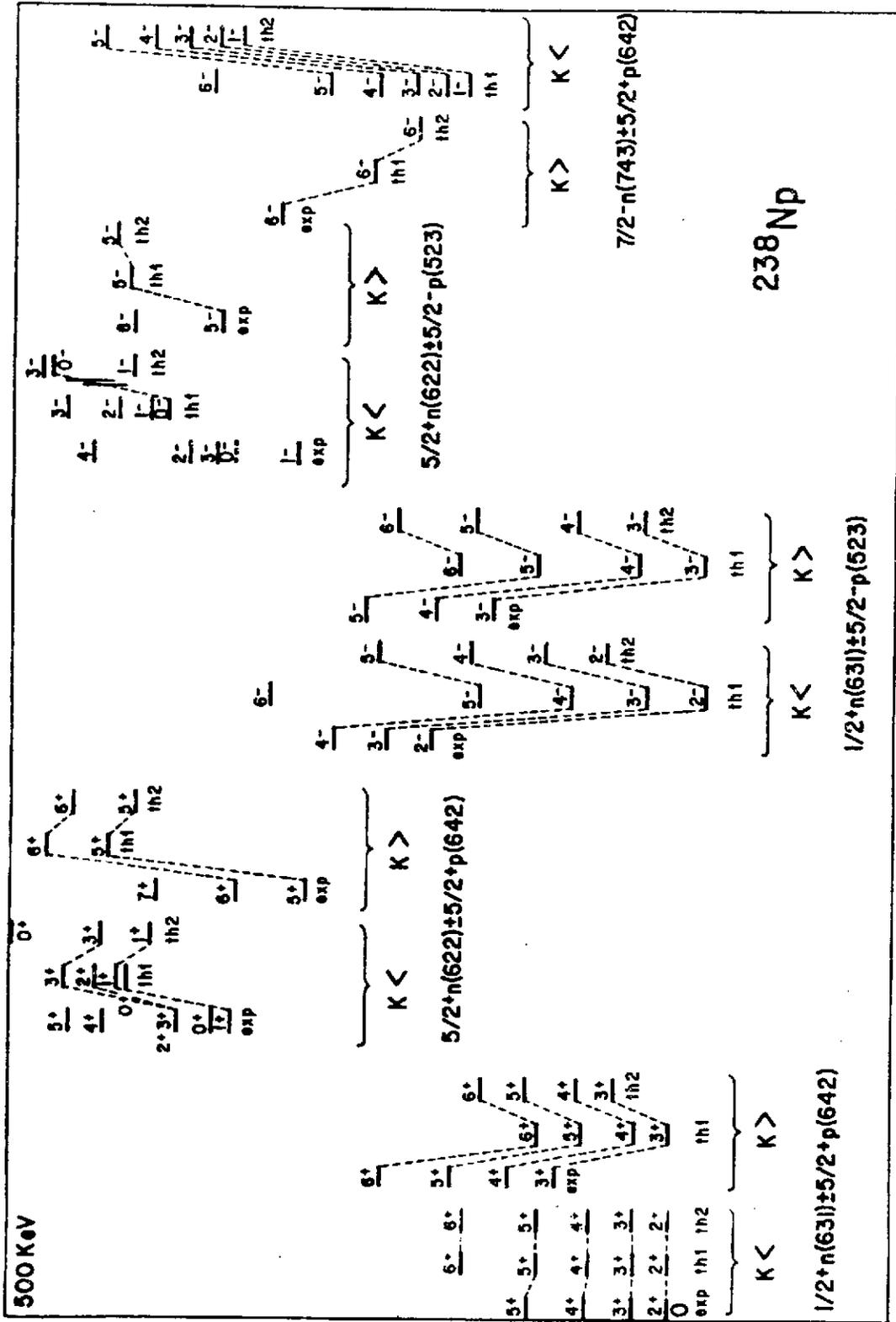


Figure 61 : Comparaison entre les schémas de niveaux expérimentaux et théoriques du noyau  $^{238}\text{Np}$ .

- Le doublet  $2^-$  et  $6^-$  est de plus prédit pour lequel seule la tête de bande  $6^-$  a été observée.

- Pour ces bandes qui s'avèrent pures, l'écart d'énergie des têtes de bande  $K_>$  et  $K_<$  d'un même doublet n'est lié qu'à l'interaction résiduelle proton-neutron  $V_{pn}$ . Si le désaccord avec l'expérience sur cet écart, pour certaines bandes, peut être de l'ordre de 200 KeV dans les calculs sans  $V_{pn}$ , le fait saillant de ces résultats est que l'adjonction du  $V_{pn}$  diagonal bâti à partir de l'interaction de Skyrme III conduit à un déplacement en énergie des têtes de bande dans le bon sens et avec le bon ordre de grandeur; le résultat obtenu pour le doublet  $\frac{5}{2}^+ n [622]$   $\frac{5}{2}^- p [523]$  est particulièrement significatif des possibilités et des limitations de notre approche. L'adjonction des termes  $V_{pn}$  diagonaux conduit à une parfaite reproduction de la séquence perturbée de spins ( $1^-$ ,  $0^-$ ,  $3^-$ ,  $2^-$ ,  $4^-$ ) pour la bande  $K_<$ . Mais toute cette structure ainsi que l'écartement correct des bandes  $K_<$  et  $K_>$  est obtenue à une énergie (relative au fondamental) trop haute d'environ 300 KeV. Ceci confirme la validité de nos fonctions d'onde et la relative imprécision (quelques centaines de KeV) de nos énergies de quasi-particules.

Les premiers résultats obtenus dans le cadre de l'approche microscopique du rotor + deux quasi-particules montrent que ce modèle peut "guider" l'expérimentateur car il permet de confirmer des assignations, éventuellement d'en prédire d'autres et de signer le caractère vibrationnel de certaines bandes expérimentales non reproduites par les calculs. Il faut se rappeler qu'il s'agit d'un modèle microscopique sans aucun paramètre ajustable ayant comme point de départ une interaction nucléon-nucléon donnée: l'accord obtenu avec les données de l'expérience est d'autant plus significatif. Cependant avant de conclure sur la valeur de prédiction du modèle, il faudra effectuer des calculs de ce type de manière systématique, en incluant de plus les contributions non diagonales de  $V_{pn}$ .

Dans le cadre de l'hypothèse rotationnelle utilisée pour décrire la dynamique du coeur, le modèle rotor + 1 ou 2 qp a permis de démontrer la qualité des fonctions d'ondes intrinsèques délivrées par les calculs HF utilisant l'interaction effective nucléon-nucléon de Skyrme III.

Pour lever la restriction d'un coeur purement rotationnel, il faudrait coupler des états de quasi-particules à des solutions non triviales de l'Hamiltonien collectif de Bohr (voir figure 62).

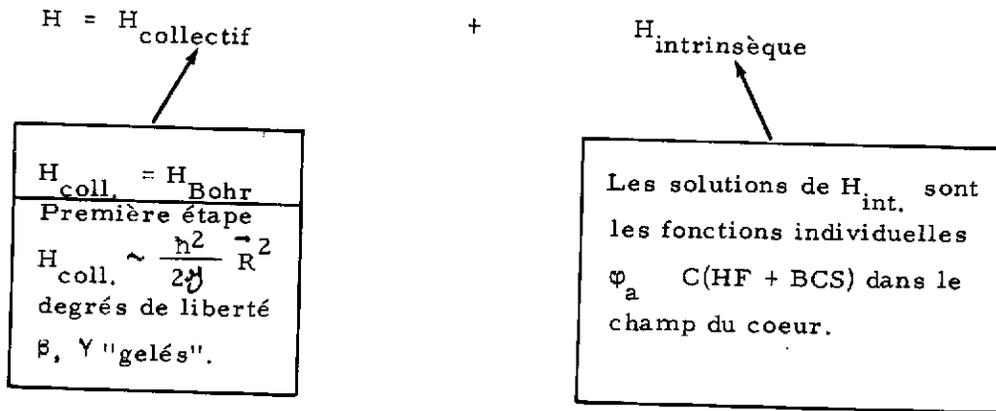


Figure 62 : Représentation schématique des diverses étapes du couplage excitations collectives et intrinsèques.

CHAPITRE V  
PERSPECTIVES ET CONCLUSIONS

---

I - DIRECTIONS PREVISIBLES DES RECHERCHES EXPERIMENTALES CONCERNANT  
LES NOYAUX "EXOTIQUES"

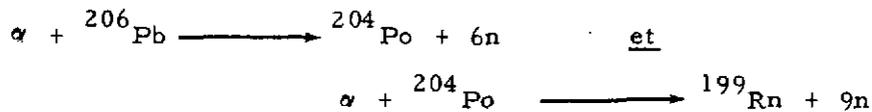
Dans le chapitre I nous avons présenté quelques phénomènes marquants des études de structure à basse énergie des noyaux "exotiques". Voyons maintenant ce que pourrait être le futur expérimental de telles recherches. Pour certaines questions abordées ici on pourra se reporter à la référence 25.

1 - Les moyens

Pour produire des noyaux "exotiques", les nouvelles technologies (séparation en ligne et sources d'ions, cibles radioactives, accélérateurs actuels et faisceaux exotiques) permettront dans un proche avenir de s'éloigner encore plus de la vallée de stabilité<sup>194,195</sup>.

a) Cibles radioactives

En ce qui concerne les courtes périodes, on sait réaliser une production "in situ" par stockage dans la cible : on parle de cible radioactive. On peut envisager, par exemple, d'atteindre le  $^{199}\text{Rn}$  par double réaction, par l'intermédiaire de la cible  $^{204}\text{Po}$  :



b) Faisceaux exotiques

Entre 10 MeV et 1 GeV/nucléon, les nouveaux accélérateurs mis en marche permettront de produire plus facilement les noyaux "exotiques". Par exemple, à GANIL, les réactions de fragmentation du projectile ("quasi-projectile") seront favorisées : en bombardant une cible de  $^{58}\text{Ni}$  par des  $^{40}\text{Ar}$  de 40 MeV/nucléon, on produit le noyau  $^{36}\text{Cl}$  ainsi que des noyaux ayant  $10 \leq Z \leq 15$ .

- Des faisceaux radioactifs<sup>194</sup> seront fabriqués par fragmentation du projectile (ligne LISE de GANIL). Au CERN déjà la réaction  $^{18}\text{O} + {}^{27}\text{Al}$  a fourni des fragments  $^{17}\text{N}$  de

4,17 s de période avec un rapport d'intensité de  $10^{-4}$  ; ce faisceau secondaire de  $^{17}\text{N}$ , émis surtout à  $0^\circ$  et qui possède une vitesse sensiblement égale à celle du projectile, est sélectionné puis envoyé sur une cible secondaire. Par réaction de fusion, au sein de cette réaction secondaire, des noyaux très exotiques sont formés. On peut rêver d'atteindre par une telle méthode le noyau  $^{100}\text{Sn}$  avec un faisceau secondaire de  $^{36}\text{Ca}$  :



- Le développement de sources d'ions (de type Geller à SARA par exemple) permettra de délivrer des faisceaux d'ions lourds à la fois intenses et très épluchés donc énergétiques <sup>195</sup>.

c) Techniques de séparation en ligne et du jet de gaz

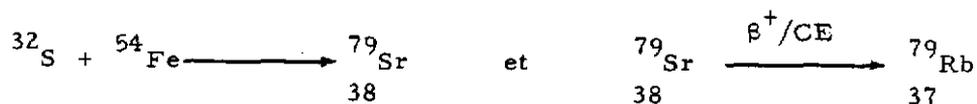
- Les nouvelles sources d'ions comme les sources à haute température permettront de produire un plus large spectre de noyaux "exotiques".

- L'adaptation en ligne de spectrographe à électrons directement couplé au séparateur d'isotopes donne la possibilité d'atteindre spins et parités dans les cas difficiles (par exemple le spectrographe à  $180^\circ$  d'ISOCELE <sup>196</sup>).

- La méthode de ralentissement et de transport des noyaux de recul par la technique du jet de gaz (jet d'He) devrait aussi faciliter l'étude de la spectroscopie de basse énergie des noyaux "exotiques" de courte durée de vie <sup>197, 198</sup>. En effet, le temps d'extraction des noyaux de recul arrêtés dans le piège ("catcher") avant d'être ionisés puis séparés est assez long surtout pour des réfractaires. L'utilisation d'un aérosol sous pression de gaz permet

- de thermaliser les noyaux qui vont s'implanter moins profondément dans le piège et

- de travailler avec le séparateur d'isotopes, loin de la cible, c'est-à-dire dans une zone à bas bruit de fond. C'est cette technique de couplage jet d'Hélium et séparateur qui est mis en oeuvre actuellement sur SARA (voir figure 63). Notons que cette méthode du jet d'Hélium a été largement utilisée avec des faisceaux d'ions lourds en remplaçant la séparation en ligne par une identification par temps de vol. Par exemple au CEV Alice la spectroscopie du  $^{79}\text{Rb}$  a été effectuée en réalisant la réaction de fusion <sup>199</sup> :



S. Della Negra détaille cette technique et ses applications dans son cours complémentaire sur le jet d'Hélium.

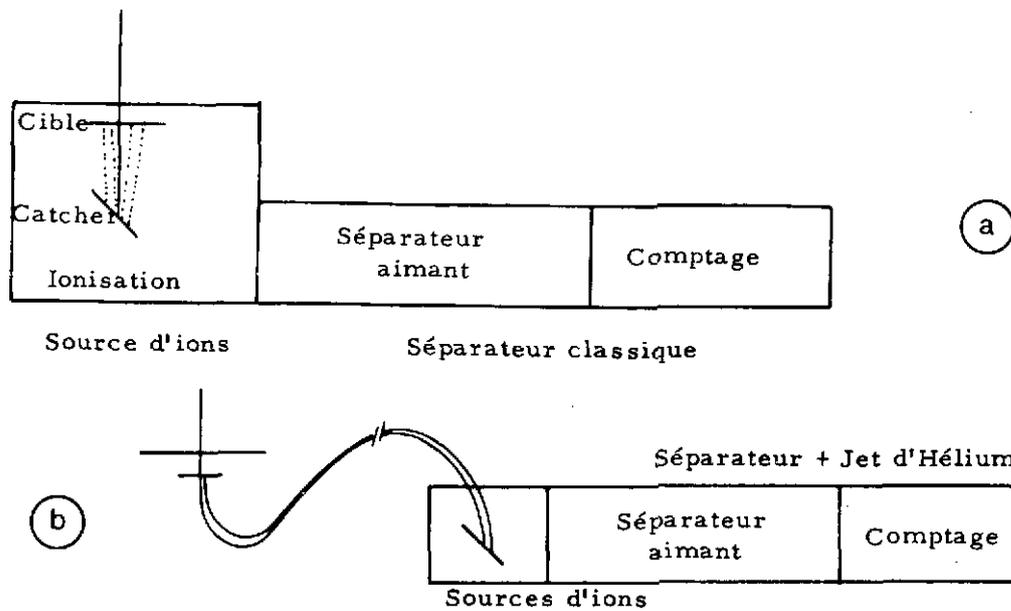


Figure 63 : Représentation schématique du fonctionnement d'un séparateur "classique" avec (b) et sans (a) couplage à un système jet d'hélium.

## 2 - La méthodologie et les effets à rechercher

1) La nécessité absolue de "ratisser large" pour trouver la "perle fine" est clairement démontrée. Il faut effectuer de larges systématiques en  $Z$  (comme les séries isotopiques de Na, Rb) ou en  $N$  (série d'isotones  $N=60$ ) pour dépister des effets structuraux. Souvenons nous que l'observation de la coexistence de forme dans les Hg très déficients en neutrons ou des modes de couplage dans les noyaux impairs et impair-impairs n'a été réalisée qu'après plusieurs années d'accumulation de données sur toute une chaîne d'isotopes.

2) De nouvelles zones de déformation peuvent apparaître loin de la vallée de stabilité. On peut même se demander si des déformations extrêmes comparables à celles des isomères de fission  $\beta_2 \sim 0.6$  ne seront pas mises en évidence. Les effets de couches obtenues seront-ils différents ou semblables quantitativement à ceux déjà observés ?

3) L'étude des effets liés à l'isospin pourra être étendue aux noyaux lourds  $N=Z$  tels que  $^{100}\text{Sn}$ . Dans de tels noyaux la partie de la force brisant la symétrie isobarique (indépendance de charge ou symétrie par rotation dans l'espace d'isospin) c'est-à-dire l'interaction de Coulomb, joue un rôle beaucoup plus important que dans les noyaux légers. L'existence de multiplets isobariques bien définis dans les noyaux lourds indique déjà que l'interaction de Coulomb ne semble pas capable de violer fortement cette symétrie<sup>200</sup>. Des études plus précises et plus étendues cependant permettraient d'affiner de telles conclusions.

4) Le phénomène de coexistence de forme et de bifurcation mis en évidence dans la région des Hg-Au-Pt est suffisamment général et important pour être recherché ailleurs dans la table des noyaux.

5) L'étude des noyaux impair-impairs au sein de longues systématiques devrait permettre de mieux connaître l'interaction n-p et les modes de couplage avec le coeur.

6) En dehors des trois types de radioactivité classiques à savoir les désintégrations  $\alpha$ ,  $\beta$  et fission spontanée on a vu que la radioactivité proton p directe ainsi que les radioactivités retardées p, n,  $\alpha$ , fission ont été récemment mises en évidence. Ces nouvelles formes de radioactivité devraient être à l'avenir extensivement recherchées et leurs propriétés mieux cernées. Actuellement les états peuplés sont souvent trop hauts (5-6 MeV) en énergie pour être étudiés mais on espère que la spectroscopie progressera pour pouvoir effectuer une analyse fine de ces états. Il demeure que la compréhension des mécanismes de ces radioactivités p directe, double émission de protons retardés, etc... est encore à acquérir.

Pour conclure ce paragraphe, ces études de noyaux "exotiques" débouchent de plus sur l'immense domaine de l'astrophysique ; certains problèmes des processus r et s de nucléosynthèse pourraient trouver une solution <sup>201, 202</sup> : la recherche d'états isomériques de certains éléments, la mesure précise des masses des noyaux riches en neutrons ( $N \approx 100$  pour interpréter la surabondance des terres rares), la connaissance des barrières de fission, des nombres magiques, des taux de fission ( $n, \gamma$ ) sont autant de données importantes à ce sujet.

### 3 - Questions ouvertes, non résolues à ce jour

Enfin les questions non résolues à ce jour pour des noyaux "exotiques" connus et déjà étudiés sont nombreuses.

- Par exemple les états nucléaires bâtis sur les deux isomères de forme des noyaux flip-flap ne se mélangent pas fortement, même s'il n'y a pas de barrière énergétique importante entre les deux minima. Il faut donc que ces états soient très différents pour qu'il n'existe aucune liaison entre les membres des bandes des 2 formes hormis via les fondamentaux. C'est une question qui demeure en suspens.

De la même manière la stabilisation des formes d'équilibre triaxiales précises ( $\gamma \neq 0 = \gamma_0$ ) mises en évidence avec succès par J. Meyer-ter-Vehn doit avoir une origine dynamique.

- Des transitions anormalement converties (very converted transitions VCT) ont été observées dans les noyaux de <sup>185</sup>Au, <sup>187</sup>Pt et Hg lourds <sup>196</sup>. Elles possèdent des coefficients

de conversion de 5 à 10 fois supérieures aux prédictions théoriques des valeurs M1. Ces transitions VCT sont soit des transitions anormalement converties M1, soit causées par l'existence d'un fort pourcentage de E0. La variation du rayon de charge entre états initial et final peut intervenir dans la valeur de E0. Ce phénomène de VCT est peut être lié à la coexistence de forme mais il n'y a pas encore d'explication claire car il y a seulement une transition anormale dans un noyau où toutes les autres sont normales.

Il convient maintenant de tracer quelques perspectives des études théoriques concernant les noyaux "exotiques".

## II - DEVELOPPEMENT DES MODELES THEORIQUES ET PERSPECTIVES D'APPROCHES NOUVELLES

### 1 - Application systématique des modèles microscopiques actuellement disponibles

Les modèles microscopiques ont à l'heure actuelle atteint un haut niveau de confiance. Leur validité est clairement établie. Ils ont montré leur aptitude à décrire un large ensemble de propriétés des noyaux. L'obtention de courbes d'énergie potentielle de déformation apparaît à notre avis comme une donnée nouvelle essentielle. Il conviendra donc d'appliquer systématiquement aux futurs noyaux "exotiques" que l'on découvrira des calculs C (HFB) ou C(HF+BCS) et ATDHF pour la détermination de l'Hamiltonien de Bohr.

### 2 - Usage extensif de méthodes semi-classiques

Pour remplacer les longs et coûteux calculs CHF et obtenir en particulier les énergies de déformation, de nombreux schémas d'approximation ont été développés<sup>97, 203-207</sup>. Nous ne citerons ici à titre d'exemple que le traitement semi-classique self-consistant pour la partie statique. Il est souvent inutile d'obtenir les A fonctions d'ondes individuelles  $\varphi_i$  comme cela est fait dans HF. Ce qui est important ce sont les propriétés globales liées à la matrice densité  $\rho$ . La matrice densité  $\rho$  peut s'écrire :

$$\rho = \tilde{\rho} + \delta\rho$$

où  $\tilde{\rho}$  est une valeur moyenne globale et  $\delta\rho$  une faible correction.

Le traitement semi-classique revient en gros pour calculer  $\tilde{\rho}$  à ne garder dans le développement de  $\rho$  en puissance de  $\hbar$  que les premiers termes en  $\hbar^0, \hbar^2$  et  $\hbar^4$  de la série asymptotique. La figure 64 compare les valeurs de  $\rho$  (exacte) et  $\tilde{\rho}$  (semi-classique) pour un oscillateur harmonique très déformé<sup>208</sup>. Cette matrice densité  $\tilde{\rho}$  génère une énergie  $E(\tilde{\rho})$  et l'énergie HF totale considérée comme une fonctionnelle  $E(\rho)$  de la matrice densité  $\rho$  peut être développée autour de la valeur moyenne semi-classique  $\tilde{\rho}$  de  $\rho$  :

$$E(\rho) = E(\tilde{\rho}) + \delta E$$

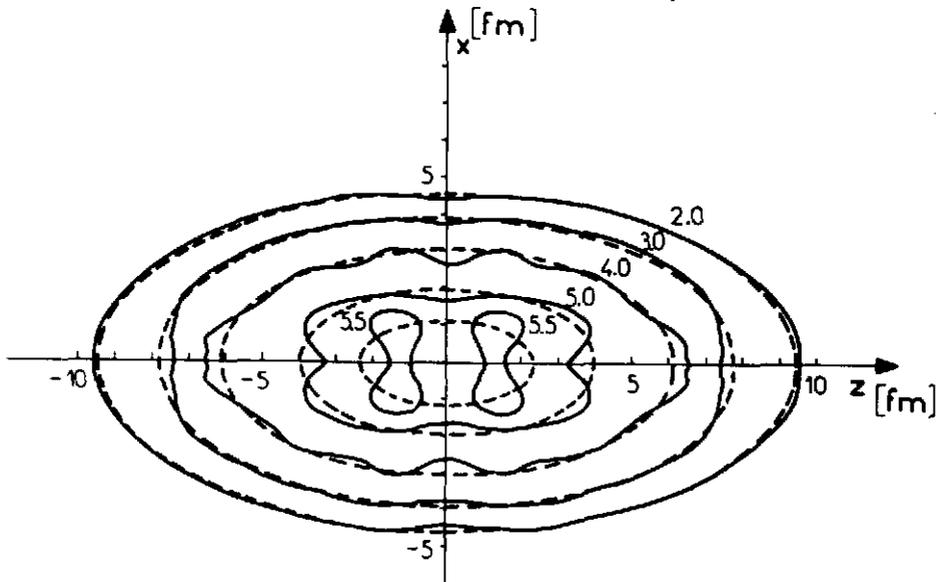


Figure 64 : Comparaison entre les densités d'un oscillateur déformé calculées de manière exacte (en trait plein) et semi-classique (en pointillé). Il est clair que le traitement semi-classique "lave" les effets quantiques.

Le premier terme est l'approximation semi-classique de  $E(\rho)$  et selon Strutinsky<sup>209-212, 126</sup> représente l'énergie de goutte liquide. Le deuxième terme, qui n'est rien d'autre que le terme de correction de couches à la Strutinski, est traité en perturbation.

Il faut se rappeler que le modèle de la goutte liquide donne l'essentiel de  $E$  en valeur absolue ( $|E(\tilde{\rho})| \simeq +1800$  MeV pour  $^{240}\text{Pu}$ ) et que les corrections de couches n'excèdent pas 1%.

Ainsi une façon économique pour calculer la courbe d'énergie de déformation CHF pour le  $^{240}\text{Pu}$  est donc de calculer  $E(\tilde{\rho})$  de manière semi-classique (temps de calcul 10 fois moins long) et en une itération de rajouter les effets de couches  $\delta E$ . C'est ce que représente la figure 65<sup>97</sup>.

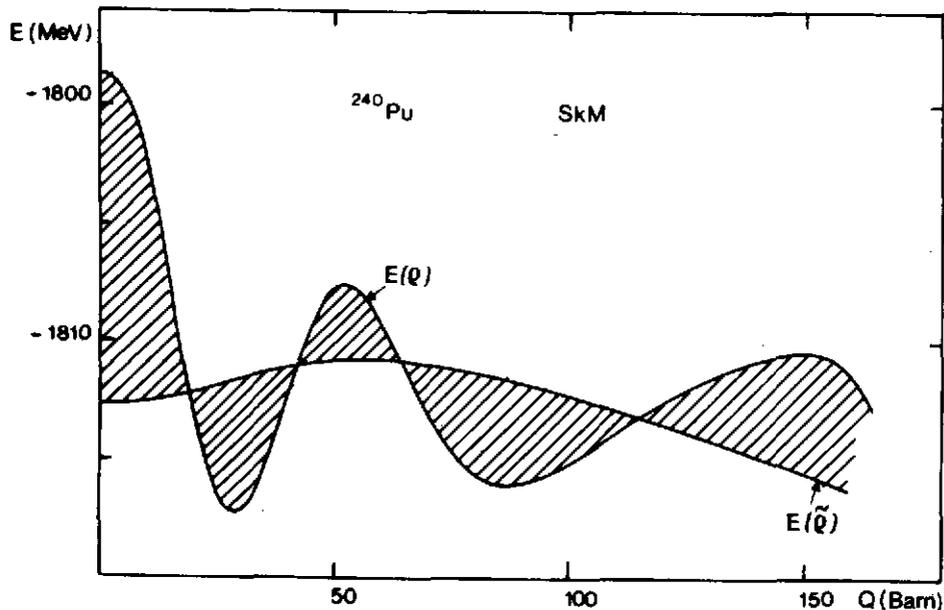


Figure 65 : Barrière de fission du  $^{240}\text{Pu}$  en fonction du moment quadrupolaire  $Q$  de la distribution de masse, calculée avec la force SkM. La courbe  $E(\rho)$  représente l'énergie semi-classique traitée de manière self-consistante. L'addition des corrections de couches (en hachuré) conduit à la couche finale  $E(\tilde{\rho})$ .

### 3 - Amélioration de la force N-N effective

On ne connaît pas parfaitement la force N-N effective. Les résonances GT font intervenir le terme de spin-isospin dans la force N-N. En allant très loin de la vallée de stabilité on va varier très fortement l'isospin ce qui donnera des informations sur GT et réciproquement. La figure 66 montre que la validité d'une force effective ayant obtenu d'excellents résultats sur la ligne de stabilité (rayons, énergies de liaison, résonances géantes E1, E0, barrières de fission) s'avère moins bonne pour l'énergie de liaison du noyau exotique  $^{132}\text{Sn}$  par exemple <sup>97</sup>.

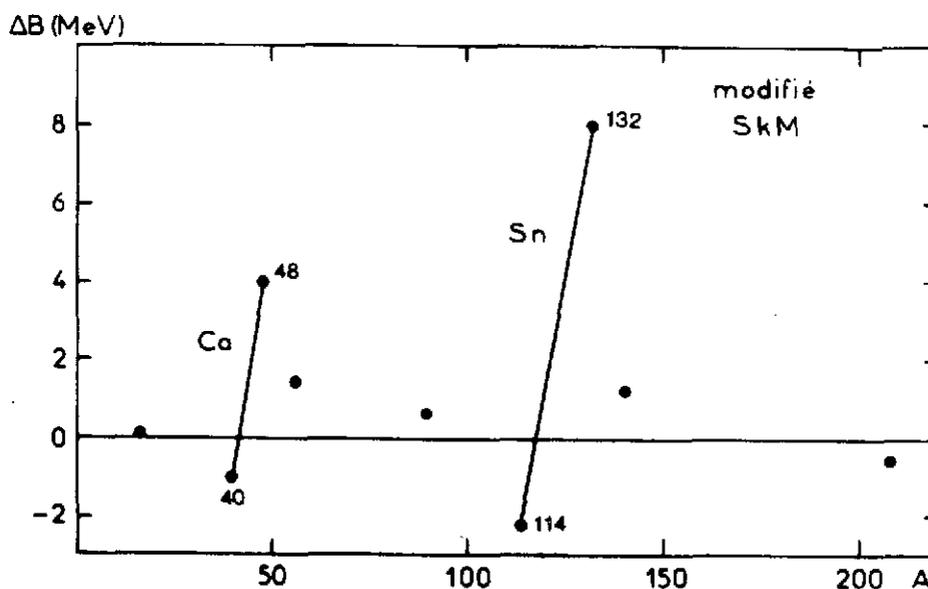


Figure 66 : Excès d'énergie de liaison  $\Delta B$  obtenus pour la force de Skyrme modifiée  $\text{SkM}^{\wedge}$  pour quelques noyaux sphériques et déformés :  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40,48}\text{Ca}$ ,  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{114,132}\text{Sn}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  et  $^{208}\text{Pb}$ . Pour le noyau "exotique"  $^{132}\text{Sn}$  le désaccord atteint 8 MeV.

### III - CONCLUSIONS

Nous avons dressé un rapide bilan expérimental de la structure à basse énergie des noyaux "exotiques" en faisant ressortir quelques faits saillants. La nécessité de concepts théoriques est clairement apparue. Pour les noyaux exotiques, dans le cadre du problème à  $N$  corps, nous nous sommes appliqués à déterminer le champ moyen à partir d'une interaction effective nucléon-nucléon, type Skyrme ou D1.

Le champ statique a pu être testé directement par une comparaison avec l'expérience des propriétés globales (énergies de liaison, rayons carrés moyens, déformation, moments multipolaires statiques etc...). Les éléments de matrice neutron-proton ont été aussi comparés aux données expérimentales disponibles dans les noyaux impair-impair (énergie des têtes de bandes).

Les modes collectifs ont été abordés en liaison avec la théorie du champ moyen et en particulier le mode de rotation. Dans le cas du mode quadrupolaire, l'hamiltonien général

de Bohr construit microscopiquement (essentiellement pour l'instant, les surfaces d'énergies dans le plan  $\beta$ - $\gamma$ ) a pu être résolu.

La problématique du couplage modes individuels-modes collectifs a été étudiée et les résultats confrontés aux données spectroscopiques des noyaux A impairs et impair-im-pairs.

Une esquisse du futur de cette discipline a été ébauchée, tant sur le plan expérimental que théorique.

En conclusion l'étude des noyaux "exotiques" en physique nucléaire est réellement un domaine en plein développement. Son avenir semble assuré pour les années à venir. Les retombées de ces recherches intéressent non seulement la physique nucléaire, mais aussi l'astrophysique et peut-être la physique des particules.

## REMERCIEMENTS

Qu'il me soit permis de remercier Philippe QUENTIN sans qui ce cours n'aurait jamais vu le jour. Il est resté mon interlocuteur privilégié depuis plusieurs années. Ce cours résulte des discussions positives que nous avons eues et des travaux que nous avons effectués en collaboration. Il a bien voulu de plus critiquer mon manuscrit. Qu'il trouve ici la marque de mon amicale reconnaissance.

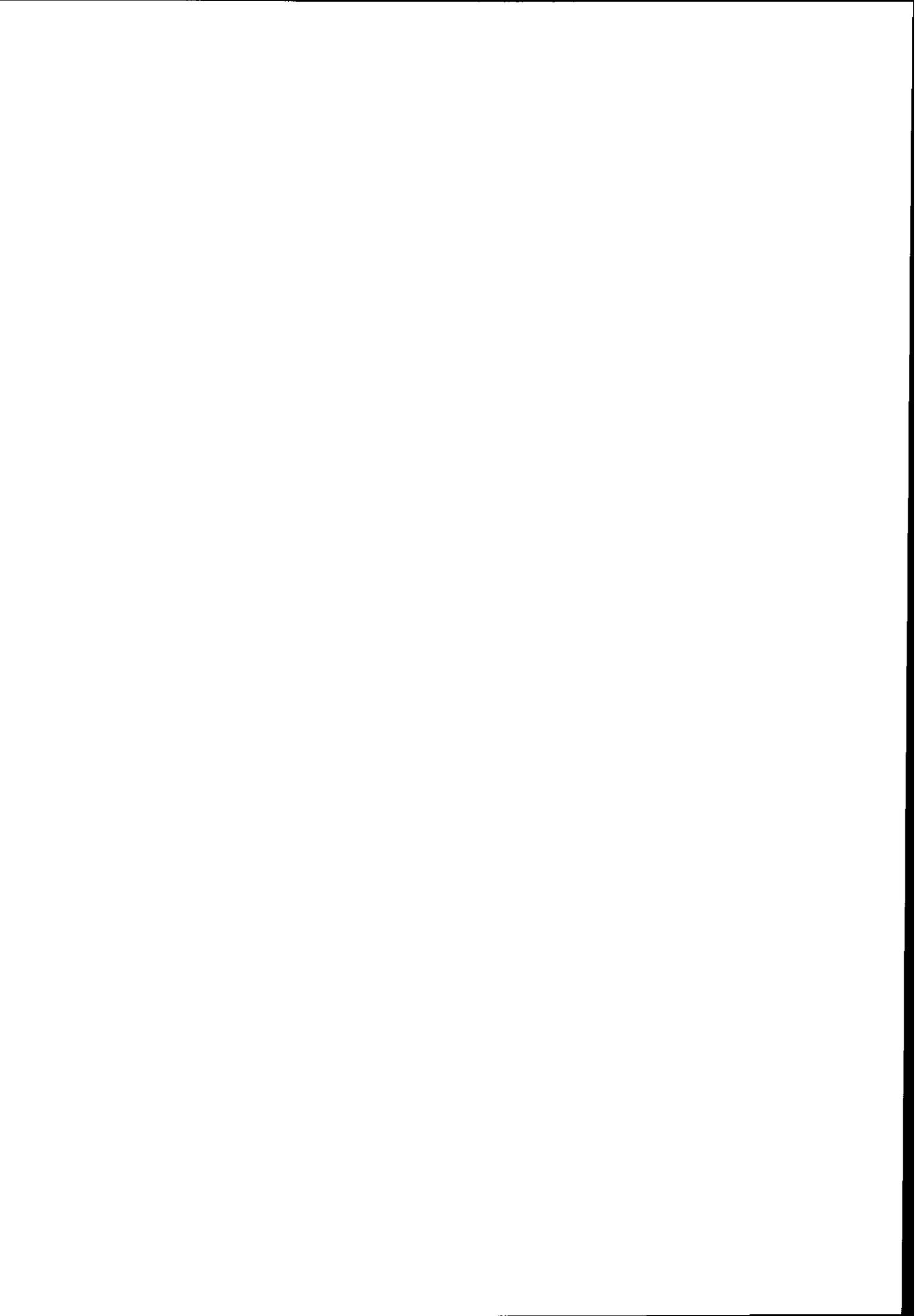
Sur le plan théorique je ne peux oublier mes amis Jean LIBERT et Leila BENNOUR avec qui j'ai cheminé pendant des années sur les mêmes sentiers. Leur aide a été déterminante pour l'élaboration de ce cours.

Pour moi, physique égale théorie et expérience. C'est pourquoi je tiens à remercier tous les membres du groupe expérimental SNIL de l'IPN Lyon, auquel j'appartiens, à savoir André CHARVET, Roger DUFFAIT, Roger EMSALLEM, Kristin DENEFFE, André PLANTIER et spécialement Robert BERAUD avec qui je travaille en symbiose depuis plus de quinze ans.

Que mes collègues expérimentateurs de l'ISN Grenoble, Janine GENEVEY, Jacqueline TREHERNE, Andrée GIZON, de l'IPN Orsay, Jocelyne SAUVAGE, Pierrette KILCHER, Brigitte ROUSSIERE, Christian BOURGEOIS, du CSNSM, Chantal BRIANÇON, M. G. D. PORQUET trouvent ici l'expression de ma gratitude pour les échanges fructueux que nous avons toujours eus.

Enfin sans l'aide scientifique et morale de certains membres du Service de Physique Théorique de l'IPN Lyon, Edgard ELBAZ, Georges-Henri LAMOT, Claude FAYARD, Jean DELORMÉ et plus particulièrement Jacques MEYER mon époux, je ne serais jamais parvenue à rédiger ce cours. C'est pour moi plus qu'un plaisir de les remercier.

Je suis très reconnaissante à Andrée DUCLOUX et Zlatko HERNAUS de l'IPN Lyon qui ont eu la délicate tâche de transformer avec efficacité et talent mes "notes" manuscrites en cours dactylographié et mes croquis en dessins et posters.



ANNEXE 1  
INTERACTIONS NUCLEON-NUCLEON EFFECTIVES

- Interactions effectives de type Skyrme

La force de Skyrme la plus générale tenant compte des effets d'échange et utilisant un terme non linéaire dépendant de la densité s'écrit :

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = t_0 (1+x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}) + \frac{1}{2} t_1 (1+x_1 P_\sigma) [\vec{P}'^2 \delta(\vec{r}) + \delta(\vec{r}) \vec{P}'^2] \\ + \frac{1}{2} t_2 (1+x_2 P_\sigma) \vec{P}' \cdot \delta(\vec{r}) \vec{P} + \frac{1}{6} t_3 (1+x_3 P_\sigma) \left[ \rho \left( \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right]^\alpha \delta(\vec{r}) + iW \vec{\sigma} \cdot [\vec{P}' \wedge \delta(\vec{r}) \vec{P}]$$

$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ ,  $\vec{P} = \frac{1}{2i} (\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)$ ,  $\vec{P}'$  le complexe conjugué de  $\vec{P}$  agissant à gauche,  
 $\vec{\sigma} = \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2$  et  $P_\sigma = \frac{1}{2} (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$  où  $\vec{\sigma}_i$  est une matrice de Pauli liée à la particule  $i$ .

Dans la partie centrale, on reconnaît successivement un terme de contact, deux termes dépendant des vitesses et un quatrième terme dépendant de la densité  $\rho$ . Le dernier terme est un terme spin-orbite de contact. Il n'y a pas de terme tenseur. Pour le cas particulier de la force SIII où  $x_3=1$  et  $\alpha=1$ , le terme dépendant de la densité s'exprime comme une interaction à trois corps de portée nulle.

Les paramètres des interactions de Skyrme utilisés sont les suivants :

$$x_1 = x_2 = 0$$

	$t_0$ MeV fm <sup>3</sup>	$t_1$ MeV fm <sup>5</sup>	$t_2$ MeV fm <sup>5</sup>	$\alpha$	$x_0$	$x_3$	$t_3$ (MeV fm <sup>3+3\alpha</sup> )	$W$ MeV fm <sup>5</sup>
SIII	- 1128.75	395.	- 95.	1	0.45	1.	14000.	120
SkM	- 2645.	385.	- 120.	1/6	0.09	0.	15595.	130
SkM*	- 2645.	410.	- 135	1/6	0.09	0.	15595.	130

Les propriétés de la matière uniforme symétrique ( $E/A$  l'énergie de liaison par particule,  $K_F$  le moment de Fermi,  $K$  l'incompressibilité,  $m^*/m$  la masse effective) pour les interactions de Skyrme utilisées sont les suivantes :

	$E/A$ (MeV)	$K_F$ (fm <sup>-1</sup> )	$K$ (MeV)	$m^*/m$
SIII	-15.85	1.29	355.7	0.763
SkM	-15.77	1.33	216.7	0.788
SkM*	-15.77	1.33	216.7	0.788

Le lecteur se reportera aux références 73, 213, 97 pour plus de détails sur les forces SIII, SkM, SkM\*.

- Interaction effective de D. GOGNY

L'interaction de D. Gogny possède une partie centrale et une partie spin-orbite de contact. La partie centrale se sépare en deux parties : une, indépendante de la densité, composée de deux gaussiennes est inspirée des travaux de Brink et Boecker; l'autre dépend de la densité. Il n'y a pas de terme tenseur. Elle s'écrit :

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_{i=1,2} (W + B P_\sigma - H P_t - M P_\sigma P_t)_i e^{-r^2/\mu_i^2} \\ + t_0 (1 + \chi_0 P_\sigma) \left[ \rho \left( \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right]^\alpha \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + i W_{LS} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \frac{\vec{v}_1 - \vec{v}_2}{|\vec{v}_1 - \vec{v}_2|}$$

avec  $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ .

Les paramètres de la force D1 de Gogny sont les suivants :

	Portée, fm	W, MeV	B, MeV	H, MeV	M, MeV
i = 1	0.7 fm	- 402.4	- 100.0	- 496.2	- 23.56
i = 2	1.2 fm	- 21.3	- 11.77	37.27	- 68.81

$$\alpha = 1/3, \quad \chi_0 = 1, \quad W_{LS} = - 115 \text{ MeV}, \quad t_0 = 1350 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{3\alpha + 3}$$

Les propriétés de la matière nucléaire symétrique D1 sont les suivantes :

E/A (MeV)	$K_F$ (fm <sup>-1</sup> )	K (MeV)	m*/m
- 16,32	1.35	228	0.67

Le lecteur se reportera aux références 69, 87 pour plus de détails sur les forces D1 et D'1.

ANNEXE 2  
HAMILTONIEN DE HARTREE-FOCK

---

Quelques propriétés des traces :

$$\text{Tr} (A+B) = \text{Tr}A + \text{Tr}B$$

$$\text{Tr} (AB) = \text{Tr} (BA) \text{ même si } [A, B] \neq 0$$

Matrice densité à un corps :

$$\langle i | \rho | j \rangle = \rho_{ij} = \langle \psi | a_j^+ a_i | \psi \rangle = \overline{a_j^+ a_i} = \delta_{ij} \quad \text{si } i \in F$$

$$= 0 \quad \text{si } i \notin F$$

$\rho^2 = \rho$  est une CNS pour que l'état représenté soit un déterminant de Slater (il n'y a pas de corrélations)

$$\rho = \sum_{\lambda \in F} | \lambda \rangle \langle \lambda |$$

$$\text{Tr} \rho = \sum_m \langle m | \rho | m \rangle = \sum_m \langle \psi | a_m^+ a_m | \psi \rangle = \langle \psi | \sum_m a_m^+ a_m | \psi \rangle$$

$$= \langle \psi | \mathcal{N} | \psi \rangle = A \text{ nombre de nucléons}$$

Energie totale du système et hamiltonien de Hartree-Fock

$$H = \sum_{ij} \langle i | t | j \rangle a_i^+ a_j + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \langle ij | v | k\ell \rangle a_i^+ a_j^+ a_\ell a_k$$

= énergie cinétique + énergie d'interaction

$$= \sum_t t_i + \frac{1}{2} \sum v_{ij}$$

= opérateur à 1 corps + opérateur à 2 corps

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle = \sum_{ij} \langle i | t | j \rangle \langle \psi | a_i^+ a_j | \psi \rangle +$$

$$1/4 \sum_{ijkl} \langle ij | v | k\ell \rangle \langle \psi | a_i^+ a_j^+ a_\ell a_k | \psi \rangle$$

$$\langle \psi | H | \psi \rangle = \sum_{ij} \langle i | t | j \rangle \rho_{ji} + \frac{1}{2} \sum_{ijkl} \langle ij | v | k\ell \rangle \rho_{ki} \rho_{\ell j}$$

En écriture symbolique, où E est une fonctionnelle de  $\rho$ , on écrit :

$$E(\rho) = \text{Tr}(t\rho) + \frac{1}{2} \text{Tr} \text{Tr}(\rho \tilde{V} \rho) \text{ ou encore}$$

$$E(\rho) = \text{Tr}_1(t\rho_1) + \frac{1}{2} \text{Tr}_1 \text{Tr}_2(\rho_1 V_{(1,2)} \rho_2)$$

Vérifions rapidement cette égalité, en notant en particulier l'écriture du terme à deux corps qui s'exprime sous la forme d'un produit tensoriel d'opérateurs densité à un corps.

$$\begin{aligned} \sum_{ij} \langle i | t | j \rangle \rho_{ij} &= \sum_{ij} \langle i | t | j \rangle \langle j | \rho | i \rangle = \sum_i \langle i | t \left[ \sum_j |j\rangle \langle j| \right] \rho | i \rangle \\ &= \sum_i \langle i | t \rho | i \rangle = \text{Tr} t \rho \\ \sum_{ijkl} \langle ij | v | k\ell \rangle \rho_{ki} \rho_{\ell j} &= \sum_{ijkl} \underbrace{\langle ij | v | k\ell \rangle}_{1} \langle k | \rho_1 | i \rangle \langle \ell | \rho_2 | j \rangle \\ &= \sum_{ij\ell} \langle ij | v \rho_1 | i\ell \rangle \langle \ell | \rho_2 | j \rangle = \sum_{j\ell} \langle j | \text{Tr}(v \rho_1) | \ell \rangle \langle \ell | \rho_2 | j \rangle \\ &= \sum_j \langle j | (\text{Tr} \rho_1)_2 \rho_2 | j \rangle = \text{Tr}_1 \text{Tr}_2(\rho \tilde{V} \rho) \end{aligned}$$

En écriture symbolique, on tire l'hamiltonien à un corps de Hartree-Fock

$$h(\rho) = \frac{\partial E(\rho)}{\partial \rho} = t + \text{Tr}(V \rho) \quad \text{car}$$

on peut dériver sous symbole trace Tr ; et on obtient  $\frac{1}{2} (\text{Tr} V \rho + \text{Tr} \rho V)$

Si l'interaction dépend de la densité, comme c'est le cas des forces effectives de type Skyrme, un terme supplémentaire apparaît :

$$h(\rho) = \frac{\partial E(\rho)}{\partial \rho} = t + \text{Tr}(V \rho) + \frac{1}{2} \text{Tr} \rho \frac{\partial V}{\partial \rho} \rho$$

En écriture matricielle, il vient de manière analogue :

$$\frac{\partial E}{\partial \rho_{ji}} = \langle i | t | j \rangle + \sum_{kl} \langle i\ell | v | jk \rangle \rho_{kl} + \frac{1}{2} \sum_{mnkl} \langle k\ell | \frac{\partial v}{\partial \rho_{ji}} | mn \rangle \rho_{mk} \rho_{nl}$$

ANNEXE 3  
APPROCHE THEORIQUE DU MOMENT D'INERTIE

---

Avant de dériver le modèle de Cranking<sup>118</sup> du moment d'inertie, il convient de rappeler les notions phénoménologiques de fluide irrotationnel et de solide rigide ou "rigid-body".

$\mathcal{J}$  irrotationnel -  $\mathcal{J}$  rigide

Une goutte liquide déformée peut tourner de plusieurs manières :

- comme un fluide irrotationnel, c'est-à-dire comme un fluide homogène, de densité constante, caractérisé seulement par ses coordonnées de forme. On rappelle que les écoulements de fluides pour lesquels le rotationnel du champ des vitesses est partout nul sont appelés écoulements irrotationnels (exemple : des fluides non visqueux rencontrent des obstacles sans qu'il existe des surfaces de discontinuité de pression, des ondes de choc). Ces hypothèses conduisent dans le cas quadrupolaire aux moments d'inertie classiques,

$$\mathcal{J}_k = 4B_2 \beta^2 \sin^2 \left( \gamma - k \frac{2\pi}{3} \right)$$

où  $k=1, 2, 3$  désigne les trois axes d'inertie de la goutte déformée quadrupolaire (voir chapitre III, paragraphe 3). En cas de symétrie axiale,

$$\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_2 = \mathcal{J} = 3B_2 \beta^2 \quad \text{soit} \quad \mathcal{J} = \mathcal{J}_{\text{irrotationnel}} = \frac{9}{8\pi} AMR_0^2 \beta^2$$

Les valeurs s'avèrent environ cinq fois trop petites comparées aux valeurs expérimentales dans les noyaux bien déformés

- comme un fluide où tous les nucléons sont figés et où le mouvement intrinsèque est indépendant du mouvement collectif; le moment d'inertie d'un tel noyau, tournant de manière rigide, appelé valeur de "rigid-body" s'écrit :

$$\mathcal{J}_{\text{rigide}} = M \sum_{i=1}^A \langle y_i^2 + z_i^2 \rangle = \frac{2}{5} AMR_0^2 (1 + 0,31\beta + \dots) \sim \frac{2}{5} AMR_0^2$$

Dans ce cas les valeurs de  $\mathcal{J}$  sont deux fois trop grandes.

$\mathcal{J}$  Inglis (1954-1955) ou de "Cranking"

Dans un repère en rotation (un repère tournant) il apparaît, comme il est connu, un terme supplémentaire dans l'hamiltonien défini par rapport au repère fixe du laboratoire.

Soit un noyau déformé tournant avec la vitesse angulaire autour d'un de ses axes d'inertie  $k=1$  et possédant la symétrie axiale autour de l'axe  $k=3$ . On cherche à décrire le noyau dans le système laboratoire fixe en choisissant par exemple l'axe 1 confondu avec l'axe fixe  $x$

du repère fixe au temps  $t$  ; sa fonction d'onde dans ce repère fixe est notée  $|\psi\rangle$  et l'hamiltonien correspondant  $H$ . La fonction d'onde du noyau  $|\psi\rangle$  est solution de l'équation de Schrodinger dépendant du temps :

$$H|\psi\rangle = i\hbar \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t}$$

Si le noyau effectue une rotation  $R_1$  autour de l'axe 1, avec la vitesse  $\omega$  il vient :

$$|\psi\rangle = R_1(\omega t) |\phi_\omega\rangle \quad \text{avec} \quad R_1(\omega t) = \exp(-iJ_1\omega t)$$

l'équation de Schrodinger se réécrit :

$$HR_1|\phi_\omega\rangle = i\hbar \left( \frac{\partial R_1}{\partial t} |\phi_\omega\rangle + R_1 \frac{\partial |\phi_\omega\rangle}{\partial t} \right)$$

$$R_1^{-1} H R_1 |\phi_\omega\rangle = i\hbar \left( R_1^{-1} \frac{\partial R_1}{\partial t} |\phi_\omega\rangle + \frac{\partial |\phi_\omega\rangle}{\partial t} \right) = +\hbar\omega J_1 + i\hbar \frac{\partial |\phi_\omega\rangle}{\partial t}$$

car

$$i\hbar R_1^{-1} \frac{\partial R_1}{\partial t} |\phi_\omega\rangle = i\hbar \exp(+iJ_1\omega t) \exp(-iJ_1\omega t) (-i\omega J_1) = +\hbar\omega J_1$$

avec l'hamiltonien  $H$  invariant par rotation on obtient :

$$H = +\hbar\omega J_1 + H_\omega \quad \text{avec} \quad H_\omega |\phi_\omega\rangle = E_\omega |\phi_\omega\rangle \quad \text{soit}$$

$$H_\omega = H - \hbar\omega J_1$$

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle = \langle \phi_\omega | H | \phi_\omega \rangle = E_\omega + \hbar\omega \langle \phi_\omega | J_1 | \phi_\omega \rangle$$

L'hamiltonien  $H$  est aussi appelé le Routhian

On s'intéresse maintenant à l'hamiltonien à 1 corps  $H_0$  du temps  $H_0 = \sum_i t_i + u_i$  indépendant du temps et au repos  $\omega = 0$  tel que  $H_0 |\phi_0\rangle = E_0 |\phi_0\rangle$

Si le noyau effectue une rotation autour de l'axe 1, la quantité

$$E - E_0 = \frac{1}{2} I \omega^2$$

est l'énergie d'excitation rotationnelle et on peut encore écrire :

$$H_\omega = H_0 - \hbar\omega J_1$$

Si  $\omega$  est petit, on peut traiter le terme  $\hbar\omega J_1$  en perturbation ; il vient ainsi pour la fonction d'onde :

$$|\phi_\omega\rangle = |\phi_0\rangle - \hbar\omega \sum_{\phi' \neq \phi_0} \frac{\langle \phi_0 | J_1 | \phi' \rangle}{E_0 - E'} |\phi' \rangle \quad \text{avec} \quad H_0 |\phi' \rangle = E' |\phi' \rangle$$

Sachant que  $\langle \phi_0 | J_1 | \phi_0 \rangle = 0$

il vient :

$$\langle \phi_\omega | J_1 | \phi_\omega \rangle = 2\hbar\omega \sum_{\phi' \neq \phi_0} \frac{|\langle \phi' | J_1 | \phi_0 \rangle|^2}{E' - E_0}$$

En perturbation au 2ème ordre, l'énergie s'écrit :

$$E_{\omega} = E_0 - (\hbar\omega)^2 \sum_{\Phi' \neq \Phi_0} \frac{|\langle \Phi' | J_1 | \Phi_0 \rangle|^2}{E' - E_0}$$

or

$$E = E_{\omega} + \hbar\omega \langle \Phi_{\omega} | J_1 | \Phi_{\omega} \rangle = E_0 + (\hbar\omega)^2 \sum_{\Phi' \neq \Phi_0} \frac{|\langle \Phi' | J_1 | \Phi_0 \rangle|^2}{E' - E_0}$$

$$E = E_0 + 1/2 \mathcal{J} \omega^2 \quad \text{soit} \quad \mathcal{J} = 2\hbar^2 \sum_{\Phi' \neq \Phi_0} \frac{|\langle \Phi' | J_1 | \Phi_0 \rangle|^2}{E' - E_0}$$

On aurait pu noter que

$$\langle \Phi_{\omega} | \hbar J_1 | \Phi_{\omega} \rangle = \langle \psi | \hbar J_1 | \psi \rangle = \mathcal{J} \omega \quad \text{directement}$$

Le déterminant  $\Phi'$  ne peut différer de  $\Phi_0$  que par un couple de particule-trou  $|\Phi'\rangle = a_p^+ a_t |\Phi_0\rangle$

$J_1$  est la somme d'opérateurs à 1 corps  $j_1$ , on obtient :

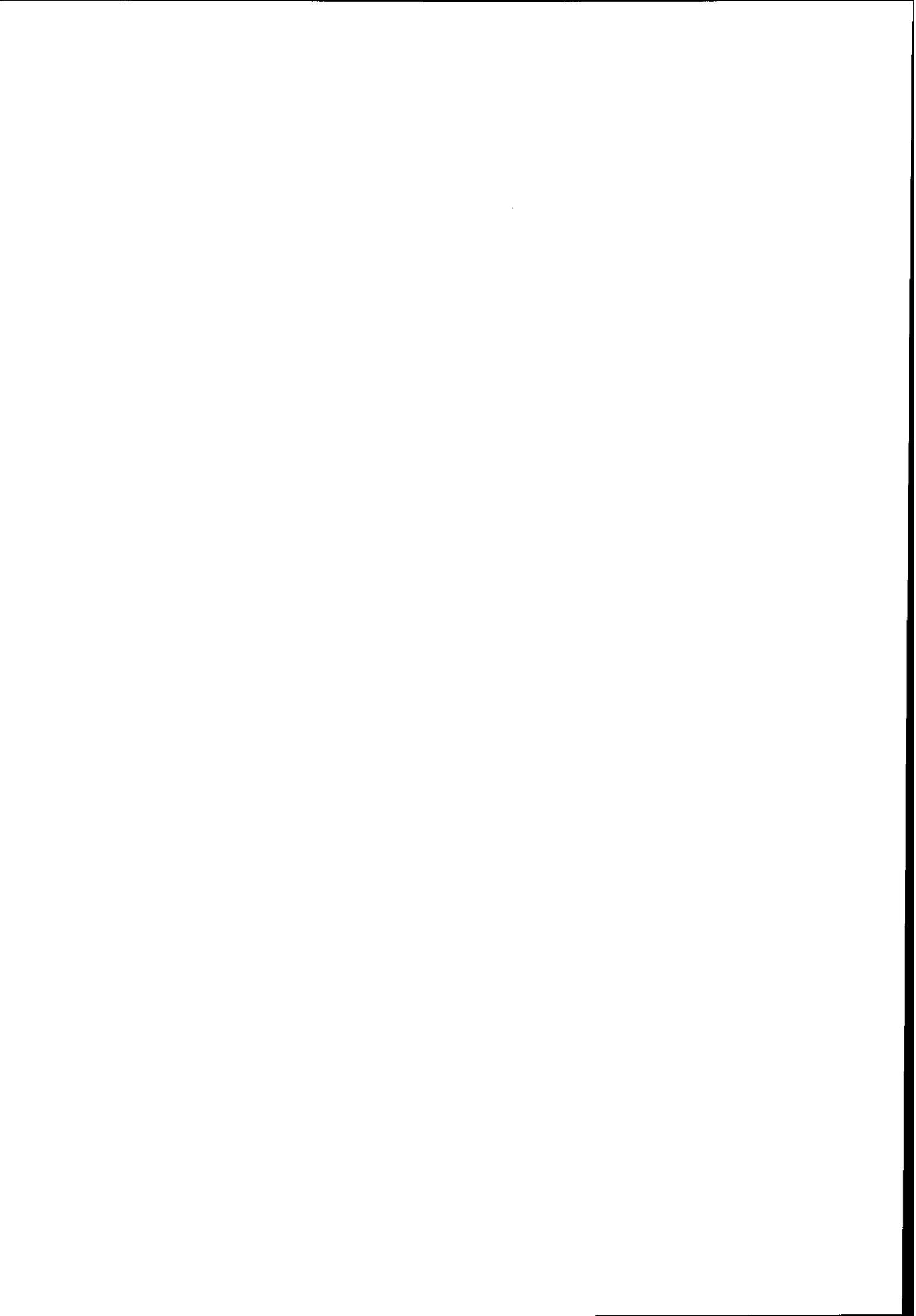
$$\mathcal{J}_{\text{Inglis}} = 2\hbar^2 \sum_{tp} \frac{|\langle p | j_1 | t \rangle|^2}{e_p - e_t}$$

où  $e_p$  et  $e_t$  sont états propres de  $t + u$ .

C'est la formule du "Cranking" dérivé par Inglis. Les valeurs obtenues en prenant pour l'oscillateur harmonique déformé type Nilsson sont inférieures aux valeurs expérimentales de 30 à 40%

$$\mathcal{J}_{\text{irrotationnel}} < \mathcal{J}_{\text{Cranking}} < \mathcal{J}_{\text{rigide}}$$

Il est clair que l'on peut calculer le moment d'inertie donné par la formule d'Inglis à l'aide de fonctions d'onde  $|p\rangle$  et  $|t\rangle$  ainsi que des énergies propres  $e_p$ ,  $e_t$  correspondantes extraites de calculs HFB ou HF + BCS, sphériques ou contraintes. On parlera alors de moment d'inertie de "Cranking" microscopique ; on réservera le qualificatif "self-consistent" aux corrections apportées par Thouless-Valatin.



## BIBLIOGRAPHIE

Avant de donner la liste des références de ce cours, nous citons les ouvrages qui peuvent aider le lecteur pour l'approfondissement des divers chapitres. Les trois premières références figuraient dans la bibliographie préliminaire remise aux participants de l'Ecole.

M. A. PRESTON and R. K. BHADURI,  
Structure of the Nucleus, Addison Wesley, Reading (1975). Part. II, chap. 7-10.

P. QUENTIN and H. FLOCARD,  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci 28 (1978) 523.

Proceedings 4<sup>th</sup> Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Helsingör (1981).  
Vols 1-2. CERN Report 81-09 .

P. RING and P. SCHUCK,  
"The Nuclear Many-Body Problem",  
Springer-Verlag New-York-Heidelberg-Berlin 1980.

A. BOHR and B. R. MOTTELSON,  
Nuclear Structure Vol. I and Vol. II Benjamin New-york 1969 and 1975.

G. RIPKA et J. P. BLAIZOT,  
"Cours de Physique Nucléaire Théorique" Tome 1,  
Rapport CEA-N-2019, Division de Physique Théorique, 1978.

Proc. Int. Conf. on Nuclear Selfconsistent Fields, Trieste, 1975. G. Ripka and M. Porneuf,  
Eds. North-Holland, Amsterdam, 1975.

G. E. BROWN,  
"Unified Theory of Nuclear Models and Forces", North-Holland Publishing Company, 1971.

D. J. ROWE,  
Nuclear Collective Motion, Methuen, London 1970.

J. M. HEISENBERG and W. GREINER,  
"Nuclear Theory", Vol. 1 and 3 (Nuclear Models, Microscopic Theory of the Nucleus).  
North-Holland Pub. Company, 1970-1973.

J. P. DAVIDSON,  
Collective Models of the Nucleus, Academic, New York, 1968.

A. De SHALIT and H. FESHBACH,  
Theoretical Nuclear Physics, Vol. I, Nuclear Structure, Wiley, New York, 1974.

## REFERENCES

Les références qui comportent une astérisque sont en général des articles de revue.

- 1) A. BOHR,  
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26 (1952) N°14.
- 2) P. MOLLER and J. R. NIX,  
Nucl. Phys. A361 (1981) 117.
- 3) C. DETRAZ,  
"Les réactions Nucléaires",  
La Recherche N°56, mai 1975, vol. 6, p. 418.
- 4) N. ROWLEY,  
"Nuclear Structure Studies with heavy-ion beams",  
Phys. Bull. Vol. 34 (1983) 110.
- 5) M. LEFORT,  
La Recherche N°145, juin 1983, vol. 14, p. 774 et références incluses.
- 6) "La Recherche en Physique Nucléaire", Editions du Seuil La Recherche 1983,  
Collection Points Série Sciences S34.
- 7) E. K. HYDE,  
The Nuclear Properties of Fission Phenomena,  
The heavy elements vol. III, Englewood-Cliffs, 1964.
- 8) B. PFEIFFER, E. MONNAND, J. A. PINSTON, F. SCHUSSLER, G. JUNG,  
J. MUNZEL and H. WOLLNIK,  
référence 23, p. 423.
- 9) B. BOURGEOIS, M. G. DESTHULLIERS-POROQUET, P. KILCHER, B. ROUSSIÈRE,  
J. SAUVAGE-LETESSIER,  
the ISOCELE Collaboration, référence 23, p. 618.
- 10) D. GUILLEMAUD, C. DETRAZ, M. LANGEVIN, F. NAULIN, M. EPHERRE,  
R. KLAPISCH, M. de SAINT-SIMON, C. THIBAUT, F. TOUCHARD,  
référence 23, p. 368.
- 11) R. BERAUD, J. TREHERNE, A. CHARVET, R. DUFFAIT, J. GENEVEY, A. GIZON,  
J. GIZON and M. MEYER,  
Zeit. für Phys. A299 (1981) 279, et  
R. BERAUD, 7ème Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, Aussois  
14-18 mars 1983, Lycen 8302, IPN Lyon, Conférence C-1.
- 12) H. MORINAGA and T. YAMAZAKI,  
In-beam Gamma-Ray Spectroscopy,  
Ed. by North-Holland Publishing Company Amsterdam 1976. (\*)
- 13) R. KIRCHNER, O. KLEPPER, W. KURCEWICZ, E. ROECKL, N. KAFFRELL,  
P. PENSER, K. RYKACZEWSKI, M. BERNAS, Ph. DESSAGNE and M. LANGEVIN,  
à paraître dans Nucl. Phys. 83, et  
M. BERNAS, 7ème Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, Aussois  
14-18 mars 1983, Lycen 8302, IPN Lyon, Conférence C-2.

- 14) Nuclear Spectroscopy and Reactions A-B-C-D,  
Ed. by J. Cerny Academic Press, New-York and London 1974. (\*)
- 15) Techniques in Nuclear Structure Physics 1-2,  
J. B. A. England, Ed. by Mac Millan Press LTD; 1974, London.
- 16)  $\alpha$ - $\beta$  and  $\gamma$ -ray spectroscopy in 2 volumes,  
Ed. by KAI SIEG BAHN, North-Holland, Publ. Compagny Amsterdam, 1963,  
3 rd rep 1974. (\*)
- 17) Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy,  
Ed. by W. D. Hamilton, North-Holland Publ. Company Amsterdam 1975. (\*)
- 18) J. TREHERNE, J. GENEVEY, A. GIZON, J. GIZON, R. BERAUD, A. CHARVET,  
R. DUFFAIT, A. EMSALLEM and M. MEYER,  
Zeit. für Phys., A309 (1982) 135.
- 19) R. BARCI, A. GIZON, J. CRAWFORD, J. GENEVEY, J. GIZON, A. PLÓCHOCKI,  
référence 23, p. 478.
- 20) C. BOURGEOIS, M. G. DESTHULLIERS, P. KILCHER, J. LETESSIER, J. P. HUSSON,  
the ISOCELE Collaboration ;  
V. BERG, A. HOGLUND, A. HUCK, A. KNIPPER, C. RICHARD-SERRE,  
C. SEBILLE-SCHUCK, the ISOLDE Collaboration ;  
M. A. DELEPLANQUE, C. GERSCHEL, M. ISHIHARA, N. PERRIN, B. ADER,  
référence 22, p. 456.
- 21) INTERNATIONAL Conference on Nuclei far from Stability,  
Leysin 1970, Proceedings CERN 70-30 Geneva, 1170 p.
- 22) 3<sup>th</sup> International Conference on Nuclei far from Stability,  
Cargèse (Corsica) 19-26 may 1976, Proceedings CERN 76-13 Geneva, 668 p. (\*)
- 23) 4<sup>th</sup> International Conference on Nuclei far from Stability,  
L. O. Skolen, Helsingør (Denmark) 7-13 june 1981, Proceedings Vol I et II,  
Cern 81-09 Geneva. (\*)
- 24) Comptes rendus de la 6ème Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire  
2-6 février 1981, LYCEN 8102, IPN Lyon.  
C-7 A. KNIPPER,  
C-8 H. LANGEVIN-JOLIOT. (\*)
- 25) Future Directions in Studies of Nuclei far From Stability,  
Ed. by J. H. Hamilton, E. H. Spejewski, C. R. Bingham, E. F. Zganjar, North-Holland  
1980. (\*)
- 26) H. L. RAVN,  
Phys. Reports 54 (1979) 201-259. (\*)
- 27) P. JACQUINOT and R. KLAPISCH,  
Rep. Prog. in Physics 42 (1979) 773-832. (\*)
- 28) P. G. HANSEN,  
Ann. Rev. Nucl. Sciences 29 (1979) 369-408. (\*)

- 29) R. KLAPISCH, C. THIBAUT, C. DETRAZ,  
Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 740.
- 30) C. DETRAZ at al. ,  
prétirage IPNO-DRE-82.14, Orsay 1982.
- 31) C. THIBAUT, R. KLAPISCH, C. RIGAUD, A. M. POSKANZER, R. PRIEELS,  
L. LESSAND,  
Phys. Rev. C12 (1975) 644.
- 32) A. BOHR, B. R. MOTTELSON,  
Nuclear Structure Volume 1, Ed. by W.A. Benjamin, Inc. 1969 New York,  
Amsterdam, p. 191.
- 33) G. JUNG, B. PFEIFFER, L. J. ALQUIST, H. WOLLNIK, P. HUNGERFORD,  
S. M. SCOTT and W. D. HAMILTON,  
Phys. Rev. C22 (1980)252.
- 34) S. MATTSSON, R. E. AZUMA, H. A. GUSTAFSSON, P. G. HANSEN, B. JOHSON,  
V. LINDFORS, G. NYMAN, I. RAGNARSSON, H. L. RAVN and D. SCHAT,  
référence 23, p. 430.
- 35) M. EPHERRE, G. AUDI, C. THIBAUT, R. KLAPISCH, G. HUBER, F. TOUCHARD,  
H. WOLLNIK,  
Phys. Rev. C19 (1979) 1504.
- 36) E. W. OTTEN,  
référence 25, p. 177.
- 37) F. S. STEPHENS, R. M. DIAMOND, J. R. LEIGH, T. KAMMURI and K. NAKAI,  
Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 438.
- 38) J. TREHERNE, J. GENEVEY, S. ANDRE, R. BERAUD, A. CHARVET, R. DUFFAIT,  
A. EMSALLEM, M. MEYER, C. BOURGEOIS, P. KILCHER, J. SAUVAGE, F. A. BECK  
and T. BYRSKI,  
Phys. Rev. C27 (1983) 166.
- 39) J. BONN, G. HUBER, H. J. KLUGE, L. KUGLER and E. W. OTTEN,  
Phys. Lett. 38B (1972) 308.
- 40) J. BONN, G. HUBER, H. J. KLUGE and E. W. OTTEN,  
Z. Phys. A276 (1976) 203.
- 41) E. W. OTTEN, A. C. MUELLER, F. BUCHINGER, W. KLEMPT, R. NEUGART,  
C. EKSTROM, J. HEINEMEIER,  
Communication privée (rapport R. Neugart Collaboration ISOLDE 83).
- 42) R. BERAUD, M. MEYER, C. BOURGEOIS, M. DESTHULLIERS, J. LETESSIER,  
P. KILCHER,  
Nucl. Phys. A284 (1977) 221.
- 43) J. L. WOOD,  
référence 22, p. 364.
- 44) J. D. COLE et al. ,  
Phys. Rev. C16 (1977) 2010.
- 45) S. MATTSON and P. TIDEMAND-PETERSSON,  
Nucl. Phys. A318 (1979) 29.

- 46) M. A. DELEPLANQUE, C. GERSCHEL, M. ISHIHARA, N. PERRIN, B. ADER, C. BOURGEOIS, J. P. HUSSON, P. KILCHER and J. LETESSIER, *J. de Phys.* 36 (1975) C5-97.
- 47) D. PROETEL, R. M. DIAMOND, P. KIENLE, J. R. LEIGH, K. H. MAIER and F. S. STEPHENS, *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973) 896.
- 48) M. FINGER, *Nucl. Phys.* A188 (1972) 369.
- 49) M. CAILLAU, R. FOUCHER, J. P. HUSSON and J. LETESSIER, *J. Phys. Lett.* 35 (1974) L233.
- 50) C. BOURGEOIS, P. KILCHER, J. LETESSIER, V. BERG and M. G. DESTHULLIERS, *Nucl. Phys.* A295 (1978) 424.
- 51) M. G. DESTHULLIERS, C. BOURGEOIS, P. KILCHER, J. LETESSIER, F. BECK, T. BYRSKI and A. KNIPPER, *Nucl. Phys.* A313 (1979) 22.
- 52) A. ARIMA and F. IACHELLO, *Phys. Lett.* 75B (1975) 39.
- 53) A. ARIMA and F. IACHELLO, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 1069.
- 54) A. ARIMA and F. IACHELLO, *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978) 385.
- 55) F. IACHELLO, Ed. Proceedings of the first Symposium on Interacting Bosons in Nuclear Physics, Erice, Sicily, 1978, Plenum, New York 1978. (\*)
- 56) F. IACHELLO, Proceedings of the Int. Conference on Nuclear Physics, Florence August 29 - September 3 1983, Vol. 2, à paraître.
- 57) B. H. WILDENTHAL, *Varenna Lectures* 69 (1976) 383. (\*)
- 58) A. POTES and A. ZUKER, *Phys. Reports* 70 (1981) 235. (\*)
- 59) D. H. WILKINSON, *Nucl. Inst. and Meth.* 146 (1977) 143 et Colloque d'Oxford en juin 1976.
- 60) J. CHAUVIN, C. GIGNOUX, J. TORRE, *Le Courrier du CNRS, Images de la Physique, Suppl. au n°45* (1982).
- 61) A. CHODOS, R. L. JAFFE, C. B. THORN, V. WEISSKOPF, *Phys. Rev.* D9 (1974) 3471.
- 62) A. W. THOMAS, *Advances in Nuclear Physics, Vol. 13*, Eds. J. Negele, E. Vogt (Plenum, New-York) 1983.
- 63) H. YUKAWA, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* 17 (1935) 48.

- 64) R. VINH MAU,  
Mesons in Nuclei 1979,  
Eds. by M. Rho and D. Wilkinson (Amsterdam : North-Holland) p. 151. (\*)
- 65) K. A. BRUECKNER, C. A. LEVINSON, H. M. MAHMOUD,  
Phys. Rev. 95 (1954) 217.
- 66) K. A. BRUECKNER, A. M. LOCKETT and M. ROTENBERG,  
Phys. Rev. 121 (1961) 255.
- 67) J. W. NEGELE,  
Phys. Rev. C1 (1970) 1260.
- 68) X. CAMPI, D. W. L. SPRUNG,  
Nucl. Phys. A194 (1972) 401.
- 69) D. GOGNY,  
Proc. Int. Conf. Nucl. Phys.,  
Eds by J. de Boer and H. J. Mang (Amsterdam : North-Holland) Vol. 1, p. 48.
- 70) B. ROUBEN, J. M. PEARSON, G. SAUNIER,  
Phys. Lett. 42B (1972) 385.
- 71) D. VAUTHERIN and D. M. BRINK,  
Phys. Rev. C5 (1972) 626.
- 72) S. A. MOSZKOWSKI,  
Phys. Rev. C1 (1970) 402.
- 73) M. BEINER, H. FLOCARD, NGUYEN VAN GIAI and P. QUENTIN,  
Nucl. Phys. A238 (1975) 29.
- 74) P. QUENTIN, J. LIBERT, M. MEYER, J. SAUVAGE-LETESSIER,  
Neutron-capture gamma-ray spectroscopy and related topics 1981,  
Institute of Physics - Conference Series number 62, Bristol and London. Ed. by  
T. Von Egidy, F. Gönnerwein and B. Maier, p. 75-88. (\*)
- 75) P. A. M. DIRAC Proc. Cambridge Philos. Soc. 26 (1930) 376.
- 76) P. BONCHE, S. KOONIN, J. W. NEGELE,  
Phys. Rev. C13 (1976) 1226.
- 77) H. FLOCARD, S. E. KOONIN, M. S. WEISS,  
Phys. Rev. C17 (1978) 1682.
- 78) H. FLOCARD,  
Nukleonika 24 (1979) 19. (\*)
- 79) P. BONCHE, B. GRAMMATICOS, S. KOONIN,  
Phys. Rev. C17 (1978) 1700.
- 80) Proceedings of the International Workshop on "Time-dependent Hartree-Fock  
methods", Eds by P. Bonche, B. Giraud, P. Quentin, Editions de Physique, Orsay  
1979. (\*)
- 81) S. KOONIN, B. FLANDERS, H. FLOCARD, M. WEISS,  
Phys. Lett. B77 (1978) 13.
- 82) J. W. NEGELE,  
Rev. of Mod. Phys. 54 (1982) 913. (\*)

- 83) P. QUENTIN, H. FLOCARD,  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. 28 (1978) 523. (\*)
- 84) "Nuclear Self-Consistent fields", Eds by G. Ripka et M. Porneuf, North-Holland,  
Amsterdam 1975. (\*)
- 85) J. P. SVENNE,  
"Advances in Nuclear Physics" Vol. 11, Ed. by J. N. Negele and E. Vogt, Plenum  
Publishing Corporation, 1979, p. 179-262. (\*)
- 86) D. GOGNY  
"Nuclear Self-Consistent Fields" 1975 p. 333.
- 87) J. DECHARGE, D. GOGNY,  
Phys. Rev. C21 (1980) 1568.
- 88) D. VAUTHERIN,  
Phys. Rev. C7 (1973) 296.
- 89) G. RACAH,  
Z. für Phys. 71 (1931) 431.
- 90) D. L. HILL, J. A. WHEELER  
Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
- 91) A. BOHR, B. R. MOTTELSON,  
Mat. Fys. Medd. Dans. Videns. Selsk. 27 (1953) n°16.
- 92) S. G. NILSSON,  
Mat. Fys. Medd. Dans. Videns. Selsk. 29 (1955) n°16.
- 93) H. FLOCARD, P. QUENTIN, A. K. KERMAN, D. VAUTHERIN,  
Nucl. Phys. A203 (1973) 433.
- 94) P. QUENTIN,  
Thèse Université de Paris-Sud Orsay 1975, n°1436, non publiée.
- 95) M. GIROD, B. GRAMMATICOS,  
Phys. Rev. C27 (1983) 2317.
- 96) J. LIBERT, P. QUENTIN,  
Phys. Rev. C25 (1982) 571.
- 97) J. BARTEL, P. QUENTIN, M. BRACK, C. GUET, H. B. HAKANSSON,  
Nucl. Phys. A386 (1982) 79.
- 98) J. DECHARGE, M. GIROD, D. GOGNY,  
Phys. Lett. 55B (1975) 361.
- 99) M. GIROD, D. GOGNY, B. GRAMMATICOS,  
7ème Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, Aussois 1983, LYCEN 8302  
IPN Lyon, Séminaire S-8.
- 100) P. QUENTIN,  
Référence 84, p. 297-329.
- 101) M. BEINER, R. J. LOMBARD,  
Ann. of Phys. (N. Y) 86 (1974) 262.

- 102) M. BEINER, R. J. LOMBARD, D. MAS,  
référence 22, p.212.
- 103) X. CAMPI, H. FLOCARD, A. K. KERMAN, S. KOONIN,  
Nucl. Phys. A251 (1975) 193.
- 104) P. QUENTIN,  
référence 22, p.124-141.
- 105) M. MEYER, J. DANIERE, J. LETESSIER, P. QUENTIN,  
Nucl. Phys. A316 (1979) 93.
- 106) S. G. NILSSON,  
Lectures in theoretical physics vol. 8, ed. by P. D. Kunz et al. (Boulder, Colorado :  
University of Colorado Press) 1966, p.177.
- 107) M. CAILLAU, J. LETESSIER, H. FLOCARD, P. QUENTIN,  
Phys. Lett. 46B (1973) 11.
- 108) J. SAUVAGE-LETESSIER, P. QUENTIN, H. FLOCARD,  
Nucl. Phys. A370 (1981) 231.
- 109) P. BONCHE,  
Communication privée, septembre 1983.
- 110) F. VILLARS,  
Nucl. Phys. A285 (1977) 269.
- 111) D. M. BRINK, M. J. GIANNONI, M. VENERONI,  
Nucl. Phys. A258 (1976) 237.
- 112) K. GOEKE and P. G. REINHARD,  
Ann. Phys. (N. Y) 112 (1978) 328.
- 113) M. BARANGER and M. VENERONI,  
Ann. Phys. (N. Y) 114 (1978) 123. (\*)
- 114) K. GOEKE, A. M. LANE, J. MARTORELL,  
Nucl. Phys. A296 (1978) 109.
- 115) M. J. GIANNONI, P. QUENTIN,  
Phys. Rev. C21 (1980) 2060.
- 116) M. J. GIANNONI, P. QUENTIN,  
Phys. Rev. C21 (1980) 2076.
- 117) M. J. GIANNONI,  
VIII ème Journées d'Etudes de la Division de Physique Théorique, Aussois, Février  
1978, Rapport IPNO/TH 78-37.
- 118) D. R. INGLIS,  
Phys. Rev. 96 (1954) 1059.
- 119) D. J. THOULESS and J. G. VALATIN,  
Nucl. Phys. 31 (1962) 211.
- 120) M. J. GIANNONI, F. MOREAU, P. QUENTIN, D. VAUTHERIN, M. VENERONI and  
D. M. BRINK,  
Phys. Lett. B65 (1976) 305.

- 121) M. J. GIANNONI, D. VAUTHERIN, M. VENERONI, D. M. BRINK,  
Phys. Lett. B63 (1976) 8.
- 122) K. H. PAESSLER and U. MOSEL,  
Nucl. Phys. A257 (1976) 242.
- 123) H. FLOCARD and P. H. HEENEN, S. J. KRIEGER, M. S. WEISS,  
Nucl. Phys. A391 (1982) 285.
- 124) C. G. ANDERSSON, S. F. LARSSON, G. LEANDER, P. MOLLER, S. G. NILSSON,  
I. RAGNARSSON, S. ABERG, R. BENGTSSON, J. DUDEK, B. NERLO-POMORSKA,  
K. POMORSKI, Z. SZYMANSKI,  
Nucl. Phys. A268 (1976) 205.
- 125) I. RAGNARSSON, S. G. NILSSON, R. K. SHELINE,  
Phys. Rep. 45C (1978) 1. (\*)
- 126) M. BRACK, J. DAMGAARD, A. S. JENSEN, H. C. PAULI, V. M. STRUTINSKY,  
C. W. YANG,  
Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 320. (\*)
- 127) D. W. L. SPRUNG, S. G. LIE, M. VALLIERES and P. QUENTIN,  
Nucl. Phys. A326 (1979) 37.
- 128) J. DABROWSKI,  
Phys. Lett. 59B (1975) 132.
- 129) M. BRACK, B. JENNINGS,  
Nucl. Phys. A258 (1976) 264.
- 130) R. E. PEIERLS, J. YOCCOZ,  
Proc. Phys. Soc. (London) A70 (1957) 381.
- 131) D. L. HILL, J. A. WHEELER,  
Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
- 132) L. F. F. LATHOUWERS,  
Ann. Phys. 102 (1976) 347.
- 133) G. RIPKA,  
"Advances in Nuclear Physics" Vol. 1, Eds. M. Baranger and E. Vogth), Plenum  
Press, New-York (1968) p. 183. (+)
- 134) R. Y. CUSSON, H. C. LEE,  
Nucl. Phys. A211 (1973) 429.
- 135) Y. ABGRALL, B. MORAND, E. CAURIER,  
Nucl. Phys. A192 (1972) 372.
- 136) E. CAURIER, B. GRAMMATICOS,  
Nucl. Phys. A279 (1977) 333.
- 137) W. PAULI,  
"Handbuch der Physik", Vol. 24/1, p. 120, Berlin, Springer 1933.
- 138) K. KUMAR, M. BARANGER,  
Nucl. Phys. A92 (1967) 608.

- 139) M. BARANGER, K. KUMAR,  
Nucl. Phys. A122 (1968) 241, 273.
- 140) M. BARANGER, K. KUMAR,  
Nucl. Phys. A110 (1968) 529.
- 141) K. KUMAR,  
Nucl. Phys. A231 (1974) 189.
- 142) G. F. FILLIPOV and A. S. DAVIDOV,  
Nucl. Phys. 8 (1958) 237.
- 143) A. S. DAVIDOV,  
Nucl. Phys. 24 (1961) 682.
- 144) G. S. GOLDHABER and J. WENESER,  
Phys. Rev. 98 (1955) 212.
- 145) A. K. KERMAN and C. M. SHAKIN,  
Phys. Lett. 1 (1962) 151.
- 146) A. FAESSLER and N. GREINER,  
Z. für Phys. 168 (1962) 425.
- 147) B. SORENSEN,  
Phys. Lett. 21 (1966) 683.
- 148) G. GNEUSS, W. GREINER,  
Nucl. Phys. A171 (1971) 449.
- 149) P. O. HEISS, M. SEIWERT, J. MARUHN, W. GREINER,  
Z. für Phys. A296 (1980) 147.
- 150) G. G. DUSSEL, D. R. BES,  
Nucl. Phys. A143 (1970) 623.
- 151) S. G. ROHOZINSKI, J. DOBACZEWSKI, B. NERLO-POMORSKA, K. POMORSKI,  
J. SREBRNY,  
Nucl. Phys. A292 (1977) 66.
- 152) J. LIBERT and P. QUENTIN,  
Z. für Phys. A306 (1982) 315.
- 153) M. GIROD, K. KUMAR, B. GRAMMATICOS, P. AGUER,  
Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1765.
- 154) M. GIROD,  
Communication privée, septembre 1983.
- 155) J. LIBERT,  
Thèse Université de Paris VII 1981, non publiée.
- 156) A. BOHR and B. R. MOTTELSON,  
Nuclear Structure, Vol. 2, (Benjamin, New-York 1975). (\*)

- 157) M. MEYER, J. DANIERE, J. LETESSIER and P. QUENTIN,  
Nucl. Phys. A316 (1979) 93.
- 158) J. LIBERT, M. MEYER and P. QUENTIN,  
Phys. Lett. 95 B (1980).
- 159) J. LIBERT, M. MEYER and P. QUENTIN,  
Phys. Rev. C25 (1982) 571.
- 160) P. QUENTIN, M. MEYER, J. LETESSIER, J. LIBERT and M. G. DESTHULLIERS-  
PORQUET,  
Inst. Phys. Conference Series Number 51, Bristol and London 1980,  
Ed. by T. Von Egidy, p. 280.
- 161) P. VOGEL,  
Phys. Lett. 33B (1970) 400.
- 162) M. A. DELEPLANQUE, C. GERSCHEL, N. FERRIN and P. QUENTIN,  
Phys. Lett. 46B (1973) 317.
- 163) N. de TAKACSY and S. DAS GUPTA,  
Nucl. Phys. A263 (1976) 237.
- 164) H. TOKI and A. FAESSLER,  
Nucl. Phys. A253 (1975) 231.
- 165) A. K. KERMAN,  
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 30 (1956) N°15.
- 166) J. R. ERSKINE, W. W. BUCHNER,  
Phys. Rev. 133 (1964) B370.
- 167) W. SCHOLZ, F. B. MALIK,  
Phys. Rev. 176 (1968) 1355.
- 168) M. E. BUNKER, C. W. REICH,  
Rev. Mod. Phys. 43 (1971) 348. (\*)
- 169) N. IMANISHI, I. FUJIWARA, T. NISHI,  
Nucl. Phys. A205 (1973) 531.
- 170) F. S. STEPHENS,  
Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 43. (\*)
- 171) W. OGLE, S. WAHLBORN, R. PIEPENBRING, S. FREDRIKSSON,  
Rev. Mod. Phys. 43 (1971) 424. (\*)
- 172) E. OSNES, J. REKSTAD, O. K. GJOTTERUD,  
Nucl. Phys. A253 (1975) 45.
- 173) R. R. CHASMAN, I. AHMAD, A. M. FRIEDMAN, J. R. ERSKINE,  
Rev. Mod. Phys. 49 (1977) 833. (\*)
- 174) J. REKSTAD,  
Nucl. Phys. A245 (1975) 376.
- 175) B. H. HAAS, P. TARAS,  
Can. J. Phys. 52 (1974) 49.

- 176) A. HASTINGS, Jr. SMITH, F. A. RICKEY,  
Phys. Rev. C14 (1976) 1946.
- 177) R. POPLI, J. A. GRAU, S. I. POPIK, L. F. SAMUELSON, F. A. RICKEY, P. C. SIMMS,  
Phys. Rev. C20 (1979) 1350.
- 178) J. MEYER-ter-Vehn,  
Nucl. Phys. A249 (1975) 111.
- 179) J. MEYER-ter-Vehn,  
Nucl. Phys. A249 (1975) 141.
- 180) S. E. LARSSON, G. LEANDER, I. RAGNARSSON,  
Nucl. Phys. A307 (1978) 189.
- 181) C. EKSTROM,  
référence 23, p. 12.
- 182) G. LEANDER,  
Nucl. Phys. A273 (1976) 286.
- 183) M. G. DESTHULLIERS-PORQUET, M. MEYER, P. QUENTIN, J. SAUVAGE-LETESSIER,  
référence 23, p. 263.
- 184) P. WASIELEWSKI and F. B. MALIK,  
Nucl. Phys. A160 (1971) 113.
- 185) J. P. BOISSON, R. PIEPENBRING, P. OGLE,  
Phys. Rep. 26 (1976) 99. (\*)
- 186) R. POPLI, F. A. RICKEY, L. E. SAMUELSON, P. C. SIMMS,  
Phys. Rev. C23 (1981) 1085.
- 187) H. TOKI, K. NEERGARD, P. VOGEL, A. FAESSLER,  
Nucl. Phys. A279 (1977) 1.
- 188) K. NEERGARD, P. VOGEL and M. RADOMSKI,  
Nucl. Phys. A238 (1975) 199.
- 189) C. FLAUM, D. CLINE, A. W. SUNYAR, O. C. KISTNER,  
Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 973.
- 190) A. J. KREINER, M. A. J. MARISCOTTI, C. BAKTASH, E. Der. MATEOSIAN,  
P. THIEBERGER,  
Phys. Rev. C23 (1981) 748.
- 191) L. BENNOUR,  
Thèse 3ème Cycle, Université Paris VI, Juin 1983, non publiée.
- 192) L. BENNOUR, J. LIBERT, M. MEYER, P. QUENTIN,  
7ème Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, Aussois 1983,  
Lycen 8302, I. P. N. Lyon, Séminaire S18 et à paraître.
- 193) J. A. PINSTON, R. BENGTSOON, E. MONNAND, F. SCHUSSLER et D. BARNEOUD,  
Nucl. Phys. A361 (1981) 464.
- 194) "Workshop sur les noyaux exotiques" organisé par J. Audouze et M. Bernas, Orsay  
5 mai 1983, non publié. Communications de Bimbot, J. P. Chieze, D. Guerreau.

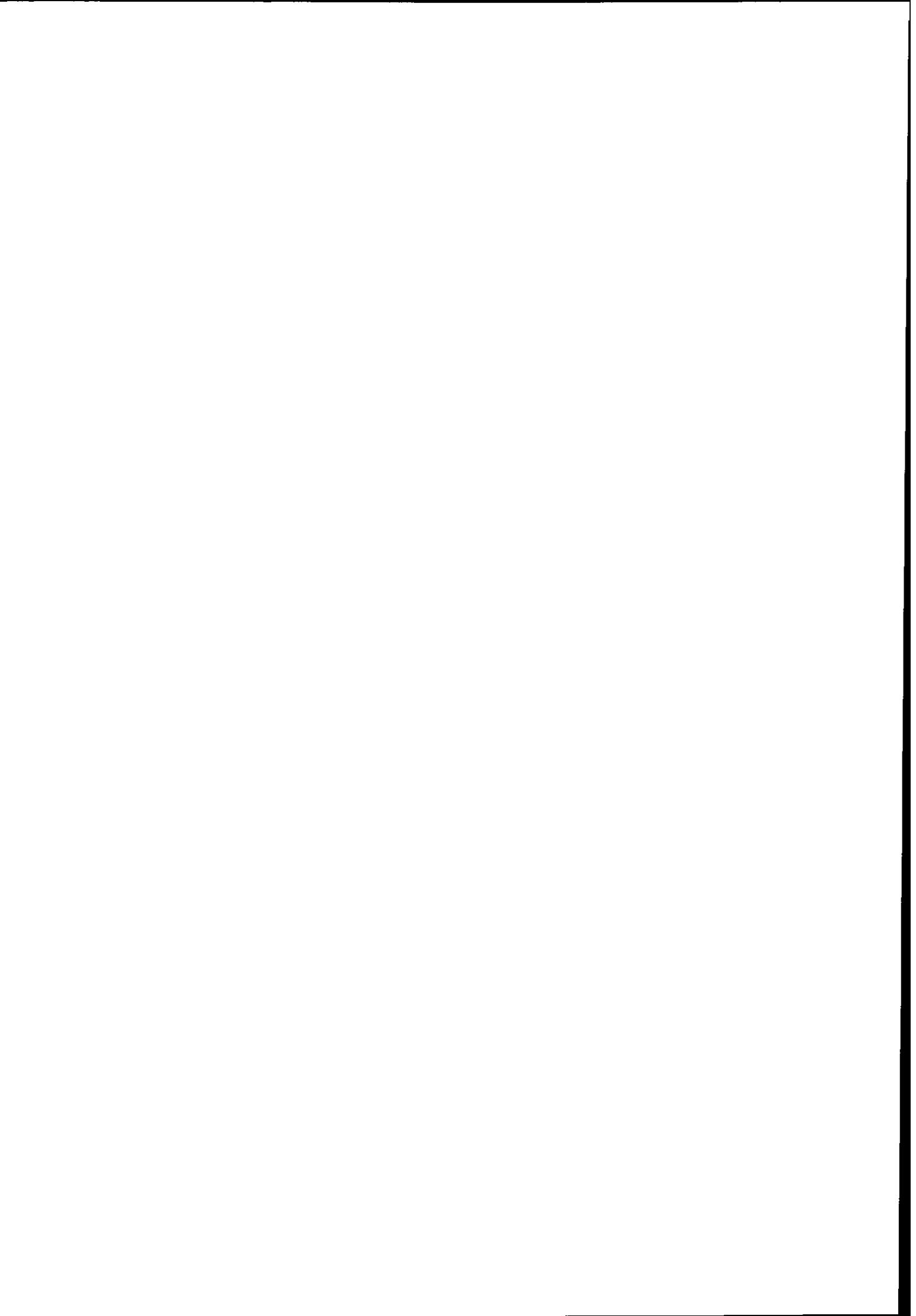
- 195) Rapport d'activité IN2P3 1972-1982, service des Relations Extérieures de l'IN2P3 75013 Paris (1983).
- 196) C. BOURGEOIS, P. KILCHER, B. ROUSSIERE, J. SAUVAGE-LETESSIER, M. G. PORQUET, ISOCELE Collaboration, Nucl. Phys. A386 (1982) 308.
- 197) G. LEMPET, J. CHAVET, Nucl. Inst. Meth. 139 (1976) 7.
- 198) A. PLANTIER, Thèse d'Université Lyon I - mai 1981, non publiée.
- 199) S. DELLA-NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN, J. P. HUSSON, D. JACQUET, Y. Le BEYEC, référence 23, p. 156.
- 200) A. BOHR, B. MOTTELSON, Nuclear Structure, tome I, p. 35, Benjamin New-York 1969.
- 201) J. AUDOUZE "Physical Cosmology" 1980, Eds. R. Balian et al. (North Holland) Les Houches Session XXXII p. 196. (\*)
- 202) J. AUDOUZE 1981 Neutron-Capture gamma-ray spectroscopy and related topics Institute of Physics-Conference Series number 62, Bristol and London, Ed. by T. Von. Egidy, F. Gönnerwein, B. Maier.
- 203) R. K. BHADURI, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 329.
- 204) B. GRAMMATICOS et A. VOROS, Ann. Phys. (N. Y.) 123 (1979) 359.
- 205) B. GRAMMATICOS et A. VOROS, Ann. Phys. (N. Y.) 129 (1980) 153.
- 206) A. K. DUTTA, M. VALLIERES, R. K. BHADURI et I. EASSON, Nucl. Phys. A341 (1980) 461.
- 207) M. BRACK, Phys. Lett. 71B (1977) 329.
- 208) J. BARTEL, M. DURAND, M. BRACK, à paraître et P. RING and P. SCHUCK, p. 548 "The Nuclear Many-Body Problem", Springer-Verlag New-York-Heidelberg-Berlin 1980.
- 209) V. M. STRUTINSKI, Sov. J. Nucl. Phys. 3 (1966) 499.
- 210) V. M. STRUTINSKI, Nucl. Phys. A95 (1967) 420.

- 211) V. M. STRUTINSKI ,  
Nucl. Phys. A122 (1968) 1.
- 212) M. BRACK et P. QUENTIN,  
Nucl. Phys. A361 (1981) 35.
- 213) H. KRIVINE, J. TREINER, O. BOHIGAS,  
Nucl. Phys. A336 (1980) 155.

**LA TECHNIQUE DU JET D'HELIUM EN SPECTROMETRIE NUCLEAIRE**

**S. DELLA NEGRA**

Institut de Physique Nucléaire, Orsay



**MODES D'EXCITATION DE SPIN-ISOSPIN DES NOYAUX**

**J.-P. BLAIZOT**

Service de Physique Théorique, CEN Saclay, Gif-sur-Yvette



Ce cours est une introduction à l'étude théorique des modes d'excitation de spin-isospin des noyaux. De façon plus précise, nous nous intéresserons aux modes d'excitation des noyaux dans lesquels les coordonnées spatiales des nucléons jouent un rôle secondaire et où les seuls degrés de liberté mis en jeu sont le spin et l'isospin des nucléons et éventuellement le spin et l'isospin des quarks dont ces nucléons sont constitués. Ce sujet recouvre des domaines très anciens de physique nucléaire, comme par exemple la désintégration  $\beta$ , mais il s'est surtout développé considérablement durant ces dernières années où d'importantes découvertes ont eu lieu. Citons en particulier l'observation dans les réactions  $(p,n)$  de résonances que l'on attribue à l'excitation de modes collectifs d'échange de charge (résonance Gamov-Teller), ou encore la mise en évidence dans les réactions  $(^3\text{He},t)$  de l'excitation de résonances  $\Delta$  dans les noyaux. Les modes d'échange de charge observés dans les réactions  $(p,n)$  comptent parmi les plus beaux exemples de modes collectifs que l'on puisse exciter dans les noyaux et leur étude est très instructive. Tout d'abord ils sont intéressants du point de vue de la structure nucléaire traditionnelle. Leurs propriétés peuvent être calculées à l'aide de méthodes déjà utilisées avec succès dans d'autres cas analogues (résonances géantes dipolaire, quadrupolaire, monopolaire...). De l'énergie de ces modes, on déduit d'importantes propriétés de l'interaction entre spins et isospins des nucléons dans le noyau. Par ailleurs, l'étude des sections efficaces montre que ces modes sont excités avec une force beaucoup plus faible que celle qui est calculée en assimilant le noyau à une collection de nucléons. Ce résultat corrobore une multitude d'autres résultats obtenus dans l'analyse des désintégrations  $\beta$ , des moments magnétiques, des transitions  $M1$ , etc... Il suggère l'intervention d'autres degrés de liberté que ceux attachés à des nucléons rigides et en effet, nous verrons qu'il est possible d'obtenir une description cohérente des phénomènes considérés en tenant compte de l'excitation des nucléons eux-mêmes (résonances  $\Delta$ ).

Ce cours comporte six parties. La première est consacrée à des rappels sur le formalisme de l'isospin et les excitations isovectorielles. Dans la deuxième partie, nous avons rassemblé quelques résultats expérimentaux récents qui illustrent les questions théoriques discutées dans

ce cours. La troisième partie est une revue rapide de la théorie élémentaire de la désintégration  $\beta$  ; on y relie l'effet d'atténuation des transitions  $\beta$  Gamov-Teller au phénomène de force manquante observée dans les réactions (p,n). Dans la quatrième partie, on présente un modèle de quarks très simple permettant de calculer les éléments de matrice de l'opérateur Gamov-Teller entre des états de nucléons ou de résonances  $\Delta$ . La cinquième partie contient un bref rappel sur le formalisme de la réponse linéaire appliqué à l'étude des résonances géantes des noyaux ; on y présente la solution d'un modèle schématique approprié à l'étude des modes d'échange de charge ; on y calcule l'énergie des résonances isobarique analogue, Gamov-Teller et M1 dans le noyau  $^{208}\text{Pb}$ . Enfin dans la dernière partie nous montrons comment, en incluant explicitement les degrés de liberté nucléoniques dans les fonctions de réponse, on peut expliquer l'atténuation des transitions  $\beta$  Gamov-Teller et la force manquante dans les réactions (p,n).

Ainsi qu'il a été dit plus haut, ce cours est une introduction pour non spécialistes et se veut accessible à un niveau élémentaire. Il contient donc beaucoup de rappels de notions familières et certains aspects des problèmes discutés ont été délibérément simplifiés. (Que les experts me pardonnent !). Ceci dit, je suis convaincu que l'on ne comprend bien un concept théorique que dans la mesure où l'on est capable de l'utiliser dans un calcul simple permettant d'interpréter un phénomène. C'est pourquoi je me suis efforcé de donner tous les éléments permettant à l'étudiant qui le désire de reproduire les résultats les plus significatifs et de comprendre ainsi de façon précise et concrète l'enjeu des questions discutées.

## 1. ISOSPIN

### 1.1. Isospin des nucléons, des noyaux, des quarks

Dans le formalisme de l'isospin, le neutron et le proton sont considérés comme deux états quantiques d'une même particule, le nucléon. On représente ces deux états par un spineur à deux composantes :

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1)$$

qui sont états propres d'une matrice  $t_3$  :

$$t_3 \equiv \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad t_3 |p\rangle = +\frac{1}{2} |p\rangle \quad t_3 |n\rangle = -\frac{1}{2} |n\rangle \quad (2)$$

Les états neutron et proton peuvent être transformés l'un dans l'autre à l'aide des matrices  $t_+$  et  $t_-$  :

$$t_+ \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad t_+ |n\rangle = |p\rangle \quad t_- \equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad t_- |p\rangle = |n\rangle \quad (3)$$

On vérifie aisément que les trois matrices  $t_3, t_+, t_-$  satisfont les règles de commutation

du moment angulaire :

$$[t_3, t_-] = -t_- \quad [t_3, t_+] = t_+ \quad [t_+, t_-] = 2t_3 \quad (4)$$

Ainsi les états  $|p\rangle$  et  $|n\rangle$  apparaissent comme l'analogie des deux états d'une particule de spin  $\frac{1}{2}$ . L'isospin du nucléon, défini par :

$$t^2 = t_1^2 + t_2^2 + t_3^2 \quad t_{\pm} = t_1 \pm it_2 \quad (5)$$

est donc  $\frac{1}{2}$  :

$$t^2 |n\rangle = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} + 1 \right) |n\rangle \quad t^2 |p\rangle = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} + 1 \right) |p\rangle \quad (6)$$

et l'on interprète la valeur propre de  $t_3$  comme la projection de l'isospin. Pour résumer, le nucléon est une particule d'isospin  $\frac{1}{2}$  ; le proton correspond à la projection  $+\frac{1}{2}$ , le neutron à la projection  $-\frac{1}{2}$ .

L'isospin d'un noyau, assimilé à une collection de nucléons, s'obtient en appliquant les règles habituelles du couplage des moments angulaires. Considérons un noyau ayant un excès de neutron ( $N > Z$ ), décrit dans un modèle de particules indépendantes où les orbitales de neutron et de proton sont dégénérées. Soit  $|\phi_0\rangle$  l'état fondamental de ce noyau (voir figure 1).

La projection de l'isospin total du système est

la somme des projections des isospins de chaque

nucléon et donc :

$$T_3 |\phi_0\rangle = \sum_{i=1}^A t_3(i) |\phi_0\rangle = \frac{1}{2} (Z-N) |\phi_0\rangle \quad (7)$$

Par ailleurs :

$$T_- |\phi_0\rangle = \sum_{i=1}^A t_-(i) |\phi_0\rangle = \sum_{p=1}^Z t_-(p) |\phi_0\rangle = 0 \quad (8)$$

où l'on a utilisé dans un premier temps  $t_- |n\rangle = 0$ .

Le résultat (8) est une conséquence du principe

d'exclusion de Pauli. En effet,  $t_-$  agissant sur

un proton dans une orbitale donnée transforme ce proton en un neutron occupant la même orbitale.

Or cette orbitale est déjà occupée par un autre neutron, et ceci est incompatible avec le principe d'exclusion. Les équations (7) et (8) nous permettent de déterminer l'isospin total.

En effet :

$$\begin{aligned} T^2 |\phi_0\rangle &= [T_3(T_3-1) + T_+ T_-] |\phi_0\rangle \\ &= T_3(T_3-1) |\phi_0\rangle = T(T+1) |\phi_0\rangle \end{aligned} \quad (9)$$

d'où  $T = -T_3 = \frac{1}{2} (N-Z)$ . Ainsi l'isospin de ce noyau, dans son état fondamental est  $T = \frac{1}{2} (N-Z)$  et la projection de l'isospin est  $T_3 = \frac{1}{2} (Z-N)$ . Ce résultat n'est essentiellement pas modifié

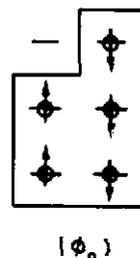


Figure 1

lorsque l'on tient compte des interactions et c'est là bien entendu que réside l'utilité du concept d'isospin. Séparons l'hamiltonien du noyau en deux parties :

$$H = H_N + H_{Cb} \quad (10)$$

où  $H_N$  contient l'énergie cinétique et les interactions fortes tandis que  $H_{Cb}$  est l'interaction coulombienne. Les propriétés de symétrie et d'invariance de charge des interactions nucléaires peuvent se résumer dans la relation :

$$[H_N, \vec{T}] = 0 \quad (11)$$

qui montre que si l'on ignore l'interaction coulombienne (très faible par rapport aux forces nucléaires), les états des noyaux (états fondamentaux et excités) sont états propres de l'isospin.

Les quarks dont sont constitués les nucléons et dont nous reparlerons dans la section 4, sont comme les nucléons des particules d'isospin  $\frac{1}{2}$ . Deux types de quarks sont présents dans le nucléon, notés respectivement  $|u\rangle$  et  $|d\rangle$  (pour up et down). La projection de l'isospin du quark  $|u\rangle$  est  $+\frac{1}{2}$ , celle du quark  $|d\rangle$   $-\frac{1}{2}$  :

$$t_3 |u\rangle = \frac{1}{2} |u\rangle \quad t_3 |d\rangle = -\frac{1}{2} |d\rangle \quad (12)$$

## 1.2. Excitations isovectorielles

On désigne sous ce nom les excitations induites par un opérateur du type suivant :

$$F_\mu = \sum_{i=1}^A f(x_i) \tau_\mu(i) \quad (\mu = \pm, 0) \quad (13)$$

où les matrices  $\tau_\mu$  sont reliées aux matrices  $t_i$  introduites dans la section 1.1 par :

$$\tau_i = 2 t_i \quad (i = 1, 2, 3) \quad \tau_\pm = \sqrt{2} t_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tau_1 \pm i\tau_2) \quad (14)$$

L'action de l'opérateur  $F_\mu$  sur un état  $|T, -T\rangle$   $\left( T = \frac{1}{2} (N-Z), T_3 = -\frac{1}{2} (N-Z) \right)$  est donnée par :

$$\begin{aligned} F_\mu |T, -T\rangle &= \sum_{T'M'} \langle T'M' | F_\mu |T, -T\rangle |T'M'\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{T'M'} \langle T' || F || T \rangle \begin{bmatrix} 1 & T & T' \\ \mu & -T & M' \end{bmatrix} |T'M'\rangle \end{aligned} \quad (15)$$

où nous avons utilisé le théorème de Wigner-Eckart et  $\langle T' || F || T \rangle$  est un élément de matrice réduit. Les coefficients de Clebsch-Gordan apparaissant dans (15) sont donnés par :

$$\begin{aligned}
 \mu = -1 & \quad \begin{bmatrix} 1 & T & T' \\ -1 & -T & -T-1 \end{bmatrix}^2 = 1 & \quad T' = T+1 \\
 \mu = 0 & \quad \begin{bmatrix} 1 & T & T' \\ 0 & -T & -T \end{bmatrix} = \begin{cases} \frac{T}{T+1} & \text{si } T' = T \\ \frac{1}{T+1} & \text{si } T' = T+1 \end{cases} \\
 \mu = 1 & \quad \begin{bmatrix} 1 & T & T' \\ 1 & -T & -T+1 \end{bmatrix}^2 = \begin{cases} \frac{1}{(T+1)(2T+1)} & \text{si } T' = T+1 \\ \frac{1}{T+1} & \text{si } T' = T \\ \frac{2T-1}{2T+1} & \text{si } T' = T-1 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{16}$$

Les expressions (16) montrent que dans la limite des grands isospins, les transitions induites par l'opérateur  $F_\mu$  se font préférentiellement vers un seul état, d'isospin  $T' = T - \mu$  (voir figure 2), les transitions vers les états d'isospin différent de  $T' = T - \mu$  étant atténuées d'un facteur  $\propto \frac{1}{T}$ . (Par exemple, pour le noyau  $^{208}\text{Pb}$ ,  $T = \frac{1}{2}(126-82) = 22$ ,  $\frac{1}{T} \sim 0.04$ ).

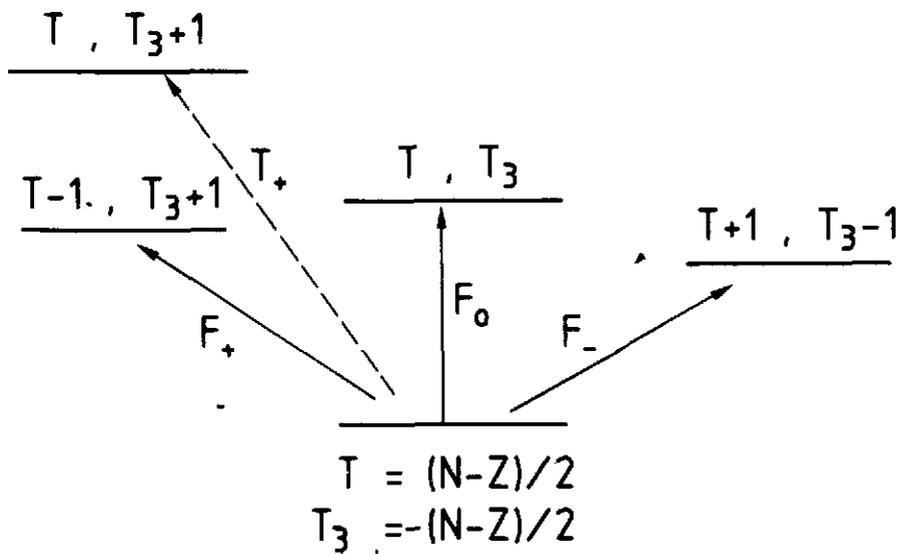


Figure 2

Schéma indiquant l'isospin des états atteints à partir de l'état  $|T, -T\rangle$  par action des opérateurs  $F_+$ ,  $F_0$  et  $F_-$ . On suppose  $T \gg 1$  et la position relative des niveaux est arbitraire. On a indiqué en tirets la transition correspondant à la résonance isobarique analogue.

Nous donnons dans la table (table 1) ci-dessous quelques exemples de processus impliquant les opérateurs  $F_+$ ,  $F_-$  et  $F_0$ .

$F_+$	$F_0$	$F_-$
réactions : (p,n)( $^3\text{He}$ ,t) ( $\pi^+$ , $\pi^0$ ) désintégration $\beta^-$	réactions : (p,p')( $\gamma$ , $\gamma'$ ) (e,e')	réactions : (n,p)(t, $^3\text{He}$ ) ( $\pi^-$ , $\pi^0$ ) désintégration $\beta^+$ capture de $\mu^-$

Table 1

Parmi les opérateurs  $F_\mu$ , deux types vont jouer un rôle important dans notre discussion.

Ce sont :

$$F_\mu = \sum_{i=1}^A \tau_\mu(i) \quad (\text{opérateur de Fermi}) \quad (17)$$

$$F_\mu = \sum_{i=1}^A \sigma_0(i) \tau_\mu(i) \quad \begin{cases} \mu=0 \text{ opérateur de Gamov-Teller} \\ \mu=\pm 1 \text{ opérateur M1 isovecteur} \end{cases} \quad (18)$$

où  $\sigma_0(i)$  est la matrice de Pauli  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$  agissant sur l'état de spin du nucléon  $i$ . Notons que les opérateurs (17) qui induisent les transitions de Fermi ne sont rien d'autre que les trois composantes de l'isospin total. Comme  $\langle T' || \vec{T} || T \rangle = 0$  si  $T' \neq T$ , seuls les opérateurs  $T_+$  et  $T_0$  peuvent induire des excitations de l'état  $|T, -T\rangle$ .

### 1.3. Résonance isobarique analogue

Cet état observé comme une résonance très étroite dans les réactions (p,n) peut être décrit comme résultant de l'action de l'opérateur  $T_+$  sur l'état fondamental  $|\psi_0\rangle \equiv |T, -T\rangle$ .

Calculons l'énergie d'excitation de cette résonance par rapport à l'énergie de l'état  $|\psi_0\rangle$  :

$$E_{\text{RIA}} \equiv \frac{\langle \psi_0 | T_- H T_+ | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | T_- T_+ | \psi_0 \rangle} - \langle \psi_0 | H | \psi_0 \rangle \quad (19)$$

On a :

$$\begin{aligned} \langle \psi_0 | H | \psi_0 \rangle &= \frac{\langle \psi_0 | T_- T_+ | \psi_0 \rangle \langle \psi_0 | H | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | T_- T_+ | \psi_0 \rangle} \\ &= \frac{\langle \psi_0 | T_- T_+ H | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | T_- T_+ | \psi_0 \rangle} \end{aligned}$$

puisque  $|\psi_0\rangle$  est état propre de  $H$ . Reportant ce résultat dans (19) il vient :

$$\begin{aligned}
E_{RIA} &= \frac{\langle \psi_0 | T_{HT_+} - T_{T_+H} | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | T_{T_+} | \psi_0 \rangle} = \frac{\langle \psi_0 | T_{-[H, T_+]} | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | T_{T_+} | \psi_0 \rangle} \\
&= \frac{\langle \psi_0 | T_{-[H_{cb}, T_+]} | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | T_{T_+} | \psi_0 \rangle} \\
&= \frac{\langle \psi_0 | T_{-H_{cb} T_+} | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | T_{T_+} | \psi_0 \rangle} - \langle \psi_0 | H_{cb} | \psi_0 \rangle
\end{aligned} \tag{20}$$

où nous avons utilisé (10) et (11) pour obtenir la seconde ligne et le fait que  $|\psi_0\rangle$  est état propre de  $T_{T_+}$  pour obtenir la troisième. L'équation (20) montre que l'énergie de la résonance isobarique analogue est déterminée entièrement par la différence d'énergie coulombienne entre les deux noyaux  $(N, Z)$  et  $(N-1, Z+1)$ . Nous pouvons estimer simplement  $E_{RIA}$  en prenant pour expression de l'énergie coulombienne :

$$E_{cb} = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_c} \sim 0.7 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \text{ (MeV)} \tag{21}$$

Dans ce cas :

$$\begin{aligned}
E_{RIA} &= E_{cb}(Z+1) - E_{cb}(Z) \approx \frac{\partial E_{cb}}{\partial Z} \Big|_A = \frac{6}{5} \frac{Ze^2}{R_c} \\
&= 1.4 ZA^{-1/3} \text{ (MeV)}
\end{aligned} \tag{22}$$

ce qui donne pour le noyau  $^{208}\text{Pb}$ ,  $E_{RIA} \sim 19$  MeV.

#### 1.4. Règle de somme pour les transitions Gamov-Teller

Les transitions de Gamov-Teller sont induites par les opérateurs  $F_{\pm}$  définis en (18).

Formons la combinaison :

$$\begin{aligned}
S_{\beta_-} - S_{\beta_+} &= \sum_n \left| \langle \psi_n | \sum_{i=1}^A \sigma_0(i) t_+(i) | \psi_0 \rangle \right|^2 \\
&\quad - \sum_m \left| \langle \psi_m | \sum_{i=1}^A \sigma_0(i) t_-(i) | \psi_0 \rangle \right|^2
\end{aligned} \tag{23}$$

où les états  $|\psi_n\rangle$  et  $|\psi_m\rangle$  sont les états excités pouvant être atteints respectivement par action des opérateurs  $\sigma t_+$  (transitions  $\beta_-$ ) et  $\sigma t_-$  (transitions  $\beta_+$ ). Le premier terme de (23) peut être transformé de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
\sum_n \left| \langle \psi_n | \sum_{i=1}^A \sigma_0(i) t_+(i) | \psi_0 \rangle \right|^2 &= \langle \psi_0 | \sum_{i=1}^A \sigma_0(i) t_-(i) \sum_n |\psi_n\rangle \langle \psi_n| \sum_{j=1}^A \sigma_0(j) t_+(j) | \psi_0 \rangle \\
&= \langle \psi_0 | \sum_{i,j=1}^A \sigma_0(i) \sigma_0(j) t_-(i) t_+(j) | \psi_0 \rangle
\end{aligned} \tag{24}$$

où nous avons utilisé la relation de fermeture :  $\sum_n |\psi_n\rangle \langle \psi_n| = 1$ . Opérant de même pour le second

terme et regroupant les résultats, on obtient :

$$\begin{aligned}
 S_{\beta_-} - S_{\beta_+} &= \langle \psi_0 | \sum_{i,j=1}^A \sigma_0(i) \sigma_0(j) [t_-(i), t_+(j)] | \psi_0 \rangle \\
 &= \langle \psi_0 | \sum_{i,j=1}^A \sigma_0(i) \sigma_0(j) (-2t_3(i)) \delta_{ij} | \psi_0 \rangle \\
 &= -2 \langle \psi_0 | T_3 | \psi_0 \rangle
 \end{aligned} \tag{25}$$

où l'on a utilisé (4) et  $(\sigma_0(i))^2 = 1$ . Si  $|\psi_0\rangle$  est l'état fondamental d'un noyau  $(N, Z)$ , on a  $T_3 |\psi_0\rangle = \frac{1}{2} (Z - N)$  et par conséquent :

$$S_{\beta_-} - S_{\beta_+} = N - Z \tag{26}$$

Ce résultat très simple joue un rôle important dans l'analyse des réactions  $(p, n)$ .

## 2. REVUE DE QUELQUES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans cette section, nous présentons brièvement quelques résultats expérimentaux. (Voir l'exposé de Sydney Gales pour une discussion plus approfondie). Notre objectif est double. D'une part nous tenons à illustrer les phénomènes observés récemment dans les expériences  $(p, n)$ ,  $(p, p')$  et  $({}^3\text{He}, t)$ . D'autre part nous voulons montrer que ces résultats récents, ainsi que d'autres plus anciens, mettent en évidence, de façon systématique, une *atténuation des transitions Gamov-Teller ou M1 isovectorielles*.

### 2.1. Sections efficaces à l'approximation de Born et réponse linéaire

Considérons la diffusion d'un nucléon par un noyau (ex :  $(p, n)$ ,  $(p, p')$ ), à l'approximation de Born. Le processus est schématisé sur la figure 3. L'état du nucléon avant la collision

$|\vec{k}_i, \sigma_i, \tau_i\rangle$ , est caractérisé par son impulsion  $\vec{k}_i$ , son spin  $\sigma_i$  et son isospin  $\tau_i$ . Après la collision cet état est  $|\vec{k}_f, \sigma_f, \tau_f\rangle$ . Au cours de la collision, le noyau passe de son état fondamental  $|\psi_0\rangle$  d'énergie  $E_0$  à un de ses états excités  $|\psi_n\rangle$  d'énergie  $E_n$ . Pour simplifier on ignorera le recul du noyau au cours de la collision. La probabilité de transition par unité de temps pour passer de l'état initial  $|i\rangle = |\psi_0; \vec{k}_i, \sigma_i, \tau_i\rangle$  à l'état final  $|f\rangle = |\psi_n; \vec{k}_f, \sigma_f, \tau_f\rangle$ , est donné par la règle

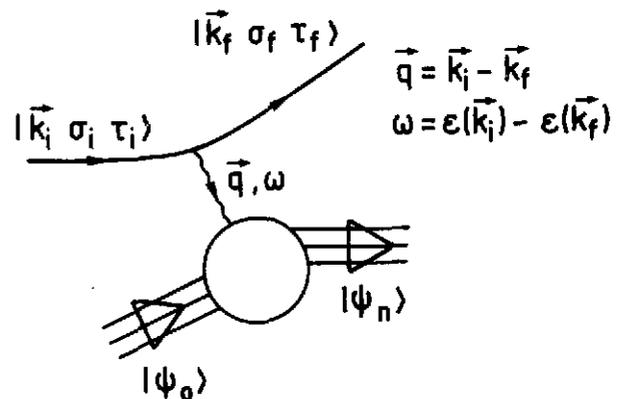


Figure 3

d'or de Fermi :

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_{\text{int}} | i \rangle|^2 \delta(E_n - E_o - \varepsilon(k_i) + \varepsilon(k_f)) \quad (27)$$

où  $H_{\text{int}}$  est l'hamiltonien qui décrit l'interaction entre le nucléon et le noyau. Cet hamiltonien a la forme suivante :

$$H_{\text{int}} = \sum_{i=1}^A H(\vec{r}_{\sigma\tau}, \vec{\sigma}_i, \sigma_i, \tau_i)$$

$$H_{\text{int}}(\vec{r}_{\sigma\tau}, \vec{r}_i, \vec{\sigma}_i, \tau_i) = V_o(\vec{r}-\vec{r}_i) + V_\sigma(\vec{r}-\vec{r}_i) \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_i + V_\tau(\vec{r}-\vec{r}_i) \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_i$$

$$+ V_{\sigma\tau}(\vec{r}-\vec{r}_i) \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_i \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_i + V_{\text{spin-orbite}} + V_{\text{tenseur}} \quad (28)$$

Notons que l'échange de pions donne une contribution importante à  $V_\tau$  et  $V_{\sigma\tau}$ <sup>14</sup>. Considérons tout d'abord la partie centrale  $V_o(\vec{r}-\vec{r}_i)$  et calculons sa contribution à l'élément de matrice qui figure dans (27). Il vient :

$$\langle f | V_o | i \rangle = \int d^3r e^{-i\vec{k}_f \cdot \vec{r}} \langle \psi_n | \sum_{j=1}^A V_o(\vec{r}-\vec{r}_j) | \psi_o \rangle e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \delta_{\sigma_i \sigma_f} \delta_{\tau_i \tau_f}$$

$$= \langle \psi_n | \sum_{j=1}^A e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_j} | \psi_o \rangle V_o(\vec{q}) \delta_{\sigma_i \sigma_f} \delta_{\tau_i \tau_f} \quad (29)$$

où  $\vec{q}$  est l'impulsion transférée au noyau (voir figure 3) et :

$$V_o(\vec{q}) = \int d^3r e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} V_o(\vec{r}) \quad (30)$$

La section efficace du processus dans lequel on mesure la direction de la particule émise et son énergie est obtenue en divisant la probabilité de transition par le flux incident  $\frac{\hbar k_i}{m}$  et en sommant sur tous les états finaux possibles :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_x} = \left( \frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} |V_o(q)|^2 \sum_n |\langle \psi_n | \sum_{j=1}^A e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_j} | \psi_o \rangle|^2 \delta(E_n - E_o - \hbar\omega) \quad (31)$$

où  $E_x$  est l'énergie d'excitation du noyau (=  $\hbar\omega$  puisqu'on néglige le recul). La section efficace (31) se factorise donc en trois termes bien distincts : le premier est d'origine purement cinématique, le second est le module carré de la transformée de Fourier du potentiel d'interaction, enfin le troisième, qui contient toute l'information sur la structure nucléaire, est relié à la partie imaginaire d'une fonction de réponse dont nous donnerons une définition précise dans la section 5.

L'analyse que nous venons de présenter pour la partie centrale  $V_o(\vec{r}-\vec{r}_j)$  du potentiel d'interaction peut être répétée pour les autres composantes de  $H_{\text{int}}$  (28). Considérons par exemple la composante  $V_\tau(\vec{r}-\vec{r}_j) \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j$  et calculons son élément de matrice entre les états initiaux et

finiaux du nucléon dans une réaction (p,n) :

$$\begin{aligned}
 \langle \vec{k}_f \sigma_f \tau_f = -\frac{1}{2} | \sum_{j=1}^A V_1(\vec{r}-\vec{r}_j) \vec{\tau}_j | \vec{k}_i \sigma_i \tau_i = +\frac{1}{2} \rangle \\
 = V_1(q) \delta_{\sigma_f \sigma_i} \langle -\frac{1}{2} | \vec{\tau} | \frac{1}{2} \rangle \cdot \sum_{j=1}^A \tau_j e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_j} \\
 = V_1(q) \delta_{\sigma_f \sigma_i} \sqrt{2} \sum_{j=1}^A \tau_+(j) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_j} \quad (32)
 \end{aligned}$$

où nous avons utilisé la relation :  $\vec{\tau} \cdot \vec{\tau}(j) = \tau_3 \tau_3(j) + \tau_+ \tau_+(j) + \tau_- \tau_-(j)$  et les relations de la section 1.1. Il convient de prendre garde aux notations :  $\tau$  peut désigner une des matrices de Pauli (14) (comme dans  $\vec{\tau} \cdot \vec{\tau}_j$ ) où la troisième composante de l'isospin (comme dans  $(\vec{k} \sigma \tau)$ ). A la limite des faibles transferts d'impulsion ( $qR \ll 1$ ) on peut remplacer par 1 les facteurs  $e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_j}$ . On reconnaît alors dans l'opérateur (32) un opérateur de Fermi (17). De la même façon on montre que, à la limite des faibles transferts d'impulsion, la composante  $V_{OT}$  de l'interaction engendre des transitions de type Gamov-Teller ou M1.

## 2.2. Réactions (p,n) et résonance Gamov-Teller<sup>2-9</sup>

La figure 4 illustre le type de résultats obtenus dans une réaction (p,n) à 0° sur le sur le noyau  $^{208}\text{Pb}$ . On observe un pic très prononcé à une énergie d'excitation de l'ordre de 15 MeV. Dans le noyau  $^{208}\text{Pb}$  ce pic est en fait la superposition de deux résonances : la résonance isobarique analogue (IAS) et la résonance Gamov-Teller (GT). Les distributions angulaires montrent que la section efficace décroît très rapidement avec l'angle de diffusion, propriété caractéristique d'un état de moment angulaire orbital  $L = 0$ .

De la mesure des sections efficaces on peut tirer une estimation de la force Gamov-Teller (terme  $S_{GT}$  dans (23)) contenue dans la résonance. Le résultat de cette étude est illustré par la figure 5 : seulement la moitié de la règle de somme (26) est observée.

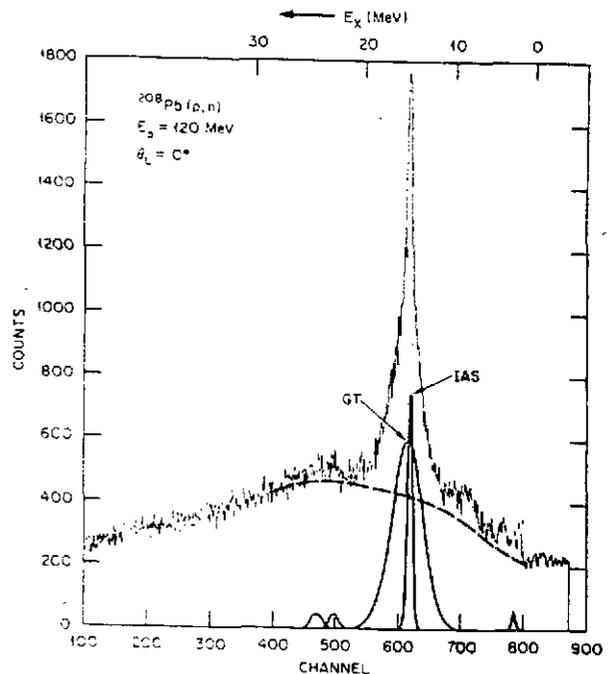


Figure 4

Exemple de résonances Gamov-Teller et isobarique analogue observées dans une réaction (p,n) à  $\theta = 0^\circ$  sur le noyau  $^{208}\text{Pb}$ . (Tiré de la référence [7]).

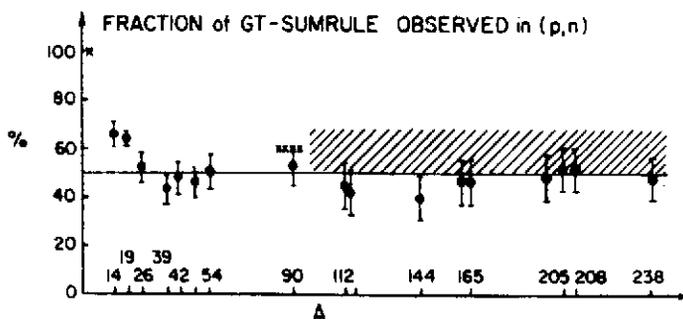


Figure 5

Fraction de la règle de somme observée dans les réactions (p,n). (Tiré de la référence 3). La région hachurée indique l'incertitude liée à l'extraction du bruit de fond.

2.3. Réactions (p,p') et résonance M1<sup>16</sup>

La figure 6 présente un exemple de résonance M1 isovectorielle observée dans la diffusion de protons à très petits angles sur les isotopes du noyau <sup>90</sup>Zr.

L'analyse des résultats d'expériences de ce type, effectuées sur plusieurs noyaux, montre que l'on n'observe seulement 30% de la force M1 prévu par le modèle des couches.

2.4. Diffusion d'électrons et transitions M1 et M2<sup>12,13</sup>

L'opérateur moment magnétique peut s'écrire de la façon suivante où l'on a séparé une partie isoscalaire et une partie isovectorielle :

$$\vec{\mu} = \left[ \frac{1}{2} g_{\ell}^p \vec{\ell} + \frac{1}{2} (g_s^n + g_s^p) \vec{s} \right] + \left[ \frac{1}{2} g_{\ell}^p \vec{\ell} + \frac{1}{2} (g_s^p - g_s^n) \vec{s} \right] \tau_3 \quad (33)$$

les facteurs gyromagnétiques sont :

$$g_{\ell} = \begin{cases} 1 & (p) \\ 0 & (n) \end{cases} \quad g_s = \begin{cases} 5.58 & (p) \\ -3.82 & (n) \end{cases} \quad (34)$$

de sorte que la partie isovectorielle de  $\vec{\mu}$  est

la plus importante :

$$\frac{1}{2} (g_s^p + g_s^n) = 0.88 \quad \frac{1}{2} (g_s^p - g_s^n) = 4.7 \quad (35)$$

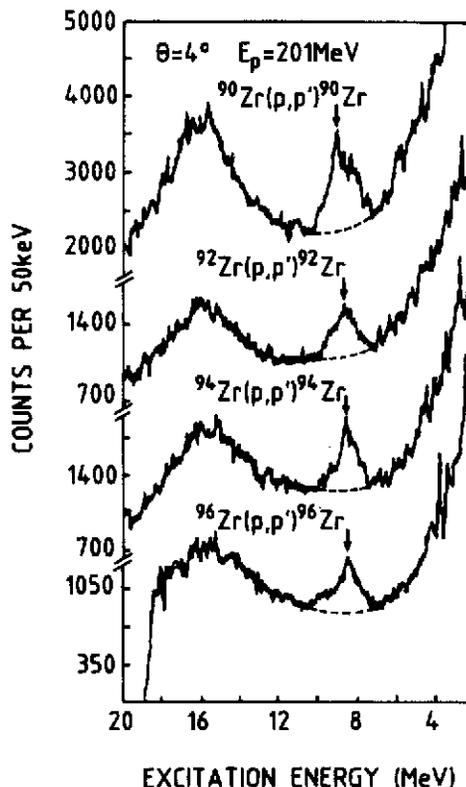


Figure 6

Spectres des protons diffusés sur les noyaux <sup>90</sup>Zr, <sup>92</sup>Zr, <sup>94</sup>Zr et <sup>96</sup>Zr à 4°. Les flèches indiquent les centroïdes des résonances M1. (Tiré de la réf. 16).

En fait, pour une excitation de neutron pure, la partie orbitale disparaît et  $\vec{\mu}$  est à une bonne approximation proportionnel à l'opérateur  $\sigma_3$ . Dans ce cas il est possible de comparer les résultats obtenus dans les diverses réactions (e, e'), (p, p') et (p, n) (voir par ex. [3]).

Les résultats de la diffusion d'électron mettent en évidence une atténuation des transitions M1 et M2 que l'on peut attribuer à une diminution  $\delta g_s$  du facteur gyromagnétique  $g_s$ . Cette diminution, de l'ordre de 50%, est en accord avec celle obtenue dans l'analyse des moments magnétiques statiques (voir la figure 7).

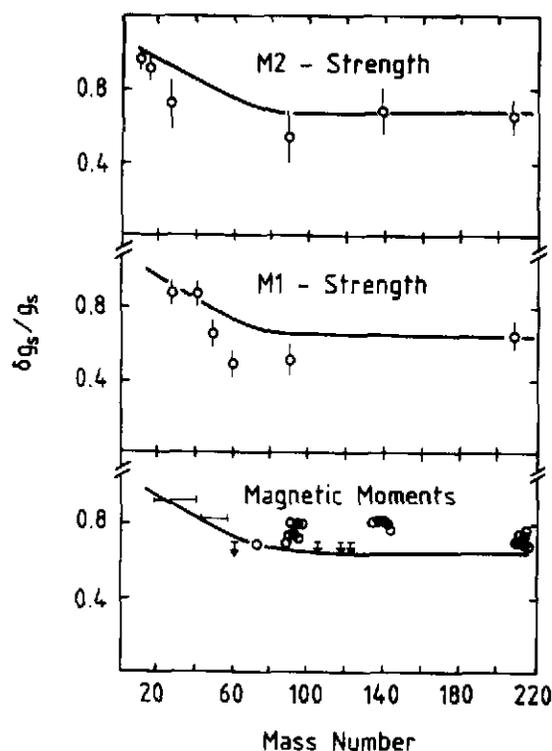


Figure 7

Diminution relative  $\delta g_s / g_s$  du facteur gyromagnétique effectif mesuré, dans les transitions M1 et M2 induites par diffusion d'électrons, et dans les moments magnétiques. (Tiré de la réf. 13).

## 2.5. Moments magnétiques

Le moment magnétique d'un noyau dans un état de moment angulaire I, M est défini par :

$$\mu = \langle I M=I | \mu_z | I M=I \rangle \quad (36)$$

où  $\mu_z$  est la troisième composante du vecteur (33).

Pour un noyau à couches complètes plus ou moins un nucléon dans une orbitale  $|l j m\rangle$  on a <sup>41</sup> :

$$\mu_{sp} = j \left\{ g_l \pm (g_s - g_l) \frac{1}{2l+1} \right\} \quad j = l \pm \frac{1}{2} \quad (37)$$

Dans la table 2, nous analysons deux exemples dans la région du noyau  $^{208}\text{Pb}$ .

	( $\tau$ ) $2jm$	$\mu_{\text{obs}}$	$\mu_{\text{sp}}$	$\delta_{\mu}$	$\delta g_s/g_s$
$^{208}\text{Pb}$	(n) $f^{-1} 5/2$	$0.65 \pm 0.05$	1.37	0.77	-0.56
$^{209}\text{Bi}$	(p) $h 9/2$	4.08	2.62	-1.46	+0.64

Table 2

Moments magnétiques des deux noyaux  $^{207}\text{Pb}$  et  $^{209}\text{Bi}$ .  $\mu_{\text{obs}}$  et  $\mu_{\text{sp}}$  sont respectivement le moment observé et le moment calculé à l'aide de l'équation (37) (en unité  $\frac{e\hbar}{2mc}$ ).  $\delta_{\mu} = \mu_{\text{sp}} - \mu_{\text{obs}}$ .

On peut traduire la différence  $\delta_{\mu}$  entre le moment magnétique calculé et le moment magnétique observé en terme d'une modification du facteur gyromagnétique  $g_s$ . De la formule (37), on tire :

$$\delta_{\mu} = -j \left( \frac{\delta g_s}{g_s} \right) \frac{g_s}{2\ell+1} \quad (38)$$

Les valeurs de  $\left( \frac{\delta g_s}{g_s} \right)$  requises pour expliquer les résultats sont donnés dans la deuxième colonne de la table 2. Ces valeurs sont consistantes avec celles obtenues dans les analyses systématiques présentées dans les réfs <sup>13,43</sup> (voir aussi les réfs. 19 et 25).

Nous retiendrons la nature isovectorielle de la correction et son ordre de grandeur :

$$\left( \frac{\delta g_s}{g_s} \right)_{\text{isovecteur}} \sim -0.5 \quad (39)$$

### 2.6. Réactions ( $^3\text{He}, t$ ) et excitations des résonances $\Delta^{15}$

La figure 8 ci-contre tirée de la réf. 15, montre un exemple de section efficace pour la réaction ( $^3\text{He}, t$ ) à 2 GeV sur un noyau de carbone. On y voit une bosse très prononcée à une énergie d'excitation de l'ordre de 300 MeV. Cette bosse correspond à l'excitation de résonances  $\Delta$  dans le noyau de carbone.

### 3. DESINTEGRATION

La transformation d'un neutron en proton, ou vice versa, sous l'effet de l'interaction faible,

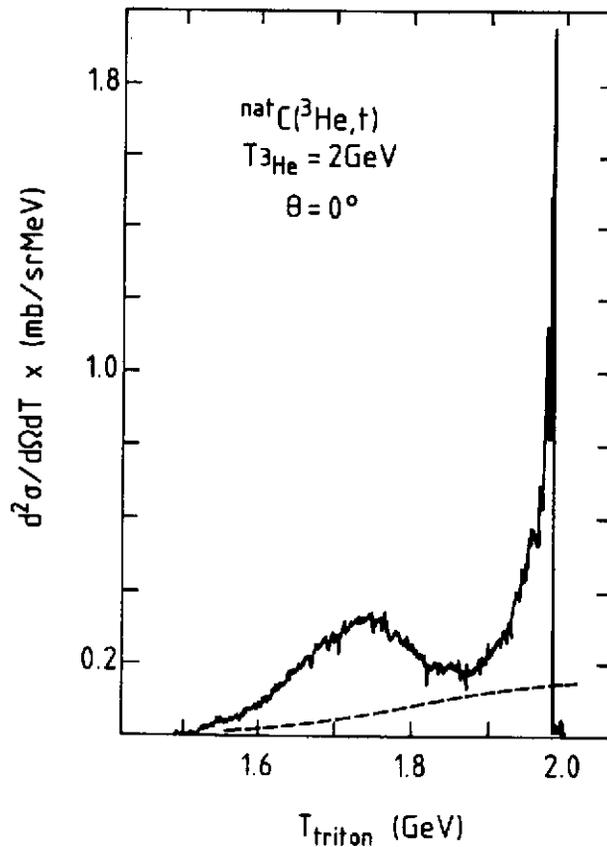
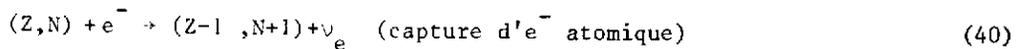
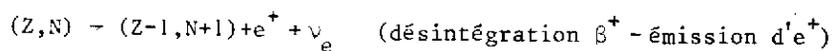
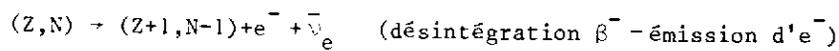


Figure 8

Section efficace pour  
la réaction  $(^3\text{He}, t)$   
sur le noyau de carbone.

se manifeste dans les noyaux dans trois types de phénomènes :



Les processus élémentaires correspondants sont :



Seul le processus (41a) est autorisé pour un nucléon libre ( $m_n c^2 > m_p c^2$ ). Les processus (41b) et (41c) sont parfois possibles dans les noyaux.

Notons que la désintégration  $\beta$  se fait pratiquement sans transfert d'impulsion. En effet la longueur d'onde de l' $e^-$  émis est très grande devant le rayon d'un noyau ( $R \sim 7 \text{ fm}$ ). Typiquement l'énergie de l'électron émis est de l'ordre de 1 MeV, soit  $p_e \sim 1.5 \text{ MeV}/c$ . On en déduit :

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{p} \approx \frac{197.3}{1.5} \approx 130 \text{ fm} \gg R \quad (42)$$

### 3.1. Calcul du taux de désintégration

Le taux de désintégration  $\beta^-$  se calcule à partir de la règle d'or de Fermi :

$$dW_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_{\text{int}} | i \rangle|^2 \frac{d^3 k_e}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k_\nu}{(2\pi)^3} \delta(E_0 - E_e - E_\nu) \quad (43)$$

où  $E_0$  est l'énergie libérée par la désintégration,  $\hbar k_e$  est l'impulsion de l'électron émis et  $\hbar k_\nu$  celle du neutrino. Le nombre de transitions par unité de temps s'obtient en intégrant  $dW_{i \rightarrow f}$  sur les directions et les énergies du neutrino et de l'électron. Il est commode de se ramener à une intégrale sans dimension et d'isoler les constantes physiques ( $\hbar, c, \dots$ ) et les facteurs  $\pi$ . Pour ce faire, définissons un élément de matrice  $|M_{fi}|$  sans dimension :

$$|\langle f | H_{\text{int}} | i \rangle|^2 = g^2 |M_{fi}|^2 \quad (44)$$

et exprimons toutes les énergies en unités  $m_e c^2$  où  $m_e$  est la masse de l'électron. Il vient :

$$\begin{aligned} W_{i \rightarrow f} &= \frac{2\pi}{\hbar} g^2 |M_{fi}|^2 \left( \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \right)^2 \left( \frac{m_e c}{\hbar} \right)^6 \frac{1}{m_e c^2} f(E_0, Z) \\ &= \frac{g^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |M_{fi}|^2 f(E_0, Z) \end{aligned} \quad (45)$$

où  $f(E_0, Z)$  est une intégrale sans dimension qui dépend de  $E_0$  et de la charge  $Z$  du noyau. (Cette dépendance en  $Z$  ne résulte pas du calcul schématisé ci-dessus. Elle s'introduit lorsque l'on tient compte de la modification des fonctions d'onde électroniques due aux protons du noyau). Il est d'usage de porter dans les tables la valeur du produit de cette fonction  $f(E_0, Z)$ , que l'on sait calculer, par la demi-vie  $t_{1/2}$ , que l'on mesure, et qui est reliée à  $W_{fi}$  par :

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{W_{fi}} \quad (46)$$

La relation (45) peut se réécrire ainsi :

$$(f t_{1/2}) |M_{fi}|^2 = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{g^2 m_e^5 c^4} \quad (47)$$

montrant que le produit du carré de l'élément de matrice par la combinaison  $(ft)$  est une constante universelle.

### 3.2. L'élément de matrice $M_{fi}$

L'opérateur qui réalise la transformation  $n \leftrightarrow p$  ne dépend pas des coordonnées d'espace, mais seulement de l'isospin et éventuellement du spin. On retrouve donc les deux opérateurs de Fermi et de Gamov-Teller introduits dans les équations (17) et (18). Nous noterons les éléments

de matrice correspondants aux transitions de Fermi ou de Gamov-Teller de la façon suivante :

$$|M_F|^2 = \frac{1}{2J_i+1} \sum_{f,i} |\langle f | \sum_{k=1}^A t_{\pm}(k) | i \rangle|^2 \quad (48)$$

$$|M_{GT}|^2 = \frac{1}{2J_i+1} \sum_{\mu} \sum_{f,i} |\langle f | \sum_{k=1}^A t_{\pm}(k) \sigma_{\mu}(k) | i \rangle|^2 \quad (49)$$

où  $\sum_{f,i}$  est une somme sur les états de spin initiaux et finaux. L'élément de matrice total  $|M_{fi}|^2$  s'écrira :

$$|M_{fi}|^2 = |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2 \quad (50)$$

ou, réintroduisant la constante  $g^2$  (eq. 44) :

$$|\langle f | H_{int} | i \rangle|^2 = g^2 [ |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2 ] \quad (50 \text{ bis})$$

La constante  $g^2$  (constante de Fermi), de dimension  $\text{MeV}\cdot\text{fm}^3$ , mesure l'intensité des transitions de Fermi. La constante  $g_A$ , sans dimension, mesure l'intensité relative des couplages de type Gamov-Teller et Fermi.

### 3.3. Exemple de transition de Fermi

Considérons la transition  $\beta^+$  de l'état fondamental de  ${}^{16}\text{O}$  à l'état excité de  ${}^{14}\text{N}$  :



Il s'agit d'une transition  $0^+ \rightarrow 0^+$  et donc seul l'opérateur de Fermi y contribue. Les deux états ont même isospin  $T = 1$ . La projection de l'isospin de  ${}^{16}\text{O}$  est  $T_3 = \frac{1}{2} (Z-N) = 1$ . On en déduit :

$$\begin{aligned} |M_F|^2 &= |\langle T=1, T_3=0 | T_+ | T=1, T_3=1 \rangle|^2 \\ &= T(T+1) - T_3(T_3-1) = 2 \end{aligned} \quad (52)$$

La valeur du produit (ft) pour cette transition est 3130 sec (réf. 41).

En reportant ces résultats dans la formule (47) on obtient :

$$\frac{2\pi \frac{3}{2} \frac{7}{2} \frac{2n^2}{4}}{g^2 m_e c} = 6260 \text{ sec} \quad (53)$$

d'où l'estimation de la constante de Fermi :

$$g^2 = 8.71 \times 10^{-5} \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3 \left( = \frac{10^{-5}}{m_p^2} \right) \quad (54)$$

Notons que la théorie prévoit que la valeur du produit ft doit être la même pour toutes les transitions de type Fermi faisant passer d'un état  $T=1, T_3=1$  à un état  $T=1, T_3=0$ , ceci quelle que soit la nature des états en question : seul l'isospin intervient dans le calcul de l'élément de matrice. C'est bien en effet ce que l'on observe dans les noyaux (voir par exemple

la table 1.10 p. 52 de la réf. 41), mais aussi dans d'autres systèmes. Par exemple la valeur du produit (ft) pour la désintégration  $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$  est  $3190 \pm 320$  sec, en remarquable accord avec la valeur mentionnée plus haut pour la désintégration de  ${}^6\text{O}$ . Il y a là une très belle illustration de la validité du concept d'isospin.

### 3.4. Exemple de transition de Gamov-Teller

Comme exemple simple considérons la désintégration  $\beta^-$  du neutron et calculons l'élément de matrice Gamov-Teller  $|M_{GT}|^2$  défini en (49). Il vient successivement :

$$\begin{aligned} |M_{GT}|^2 &= \frac{1}{2J_i+1} \sum_{\mu} \sum_{f,i} |\langle f | \sigma_{\mu} t_+ | i \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\mu} \sum_{m_f, m_i} |\langle m_f | \sigma_{\mu} | m_i \rangle|^2 \quad (\langle p | t_+ | n \rangle = 1) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{m_f} \langle m_f | \sum_{\mu} (\sigma_{\mu})^2 | m_f \rangle = \frac{3}{2} \sum_{m_f} \langle m_f | m_f \rangle = 3 \end{aligned} \quad (55)$$

Ce résultat n'est rien d'autre que la règle de somme (26). ( $S_{\beta^+} = 0$  pour un neutron et  $N-Z=1$  ; le facteur 3 provient de ce que l'on a additionné les trois composantes de l'opérateur  $\sigma_{\mu}$  alors que seule la composante  $\sigma_0$  est prise en compte dans (26)). L'élément de matrice total pour la désintégration  $\beta^-$  du neutron s'écrit donc :

$$|M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2 = 1 + 3g_A^2 \quad (56)$$

puisque  $|M_F|^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} + 1 \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} - 1 \right) = 1$ . La valeur du produit ft pour la désintégration du neutron est 1092 sec. Combinant (47) et (53) on en déduit :

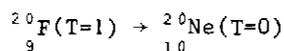
$$1 + 3g_A^2 = \frac{6260}{1092} = 5,73$$

d'où :

$$g_A = 1.25 \quad (57)$$

### 3.5. Atténuation des transitions de Fermi et de Gamov-Teller

Considérons la transition suivante :



L'élément de matrice de Fermi associée à cette transition est nul ( $\Delta T \neq 0$ ). Cependant, on observe expérimentalement  $|M_F|^2 \sim 4 \cdot 10^{-6}$ . Ce résultat est typique de nombreuses transitions et peut-être compris à l'aide du schéma de niveaux de la figure 9. En l'absence d'interaction

coulombienne, l'état fondamental  $|0\rangle$  du noyau  $(N, Z)$  et l'état isobarique analogue  $T_+|0\rangle$  sont dégénérés. Toute l'intensité des transitions de Fermi est concentrée dans la résonance isobarique analogue. L'effet de l'interaction coulombienne est double : d'une part elle augmente l'énergie de la résonance isobarique analogue d'une quinzaine de MeV, rendant toute transition de Fermi vers cet état énergétiquement impossible ; d'autre part elle introduit un faible mélange d'isospin dans l'état fondamental du noyau  $(Z+1, N-1)$  grâce auquel la désintégration  $\beta^-$  peut avoir lieu.

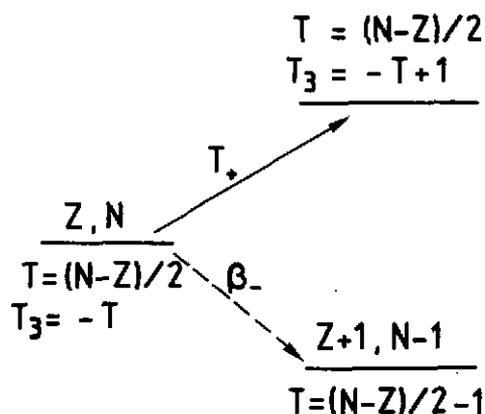


Figure 9

On observe également une atténuation importante des transitions Gamov-Teller dans les noyaux  $N \neq Z$ . Le facteur d'atténuation est de l'ordre de 0.08 à 0.004. (voir réf. 42 p. 799). Raisonnant par analogie avec le cas des transitions de Fermi, Ikeda, Fujii et Fujita<sup>1</sup> ont, dès 1963, formulé l'hypothèse d'une résonance Gamov-Teller située à haute énergie d'excitation et épuisant une grande fraction de la règle de somme Gamov-Teller. Cette idée a reçu une brillante confirmation récemment grâce aux expériences  $(p, n)$ . Il convient toutefois de noter qu'il subsiste un certain nombre de cas où l'atténuation des transitions ne peut-être expliquée par l'existence d'une résonance Gamov-Teller. En particulier on observe une atténuation dans les noyaux miroirs  $N = Z$  (ex :  $^{15}O, ^{15}N; ^{17}F, ^{17}O; ^{39}Ca, ^{39}K$ ) où il ne peut y avoir de résonance Gamov-Teller. Le facteur d'atténuation est de l'ordre de 0.5 à 0.8 (voir table 3.5 p. 349 de la réf. 41). De plus, contrairement à ce qui se produit pour la résonance isobarique analogue, seule une fraction de la règle de somme est observée dans la résonance Gamov-Teller (voir la section 2.2).

### 3.6. Constante de couplage effective $(g_A)_{eff}$

On peut résumer les informations accumulées précédemment en introduisant une constante de couplage  $(g_A)_{eff}$  définie par :

$$(g_A)_{eff}^2 = \eta (g_A)_{neutron}^2 \quad (58)$$

où  $\eta$  est le facteur d'atténuation observé dans les transitions Gamov-Teller.

i) L'étude de l'atténuation des transitions  $\beta^-$  suggère une valeur de  $\eta \sim 0.6-0.7$  (voir section 3.5 et ref. 6) soit une valeur  $(g_A)_{eff} \approx 1$ . L'analyse de Wilkinson<sup>18</sup> conduit à une

valeur légèrement plus grande  $(g_A)_{\text{eff}} \simeq 1.15$ , mais l'analyse en question concerne seulement les noyaux légers.

ii) La "force manquante" dans les réactions (p,n) implique un facteur d'atténuation de l'ordre de 0.6-0.7.

iii) Une analyse récente des moments magnétiques des noyaux miroirs par Buck et Perez<sup>17</sup> conduit à une valeur remarquablement précise :

$$(g_A)_{\text{eff}} = 1.00 \pm 0.02$$

Il y a donc une convergence assez remarquable de résultats obtenus sur des noyaux très différents (légers, lourds) et dans des domaines d'énergies très distincts (résonance GT à haute énergie, désintégration  $\beta$ , moments magnétiques statiques). On doit donc s'attendre à ce que le mécanisme responsable de la renormalisation de la constante  $g_A$  soit relativement indépendant de détails de structure nucléaire. Un tel mécanisme sera discuté dans la section 6.

#### 4. QUARKS, NUCLEONS, ISOBARES

Dans cette section, nous nous proposons de calculer les éléments de matrice couplant le nucléon à une résonance  $\Delta$ . Pour ce faire, nous utiliserons un modèle de quarks très simple où seule interviendra la partie de la fonction d'onde dépendant des spins et isospins des quarks.

##### 4.1. Fonctions d'onde des nucléons et des résonances $\Delta$ <sup>40</sup>

Les nucléons (p,n) et les résonances  $\Delta$  ( $\Delta^-$ ,  $\Delta_0$ ,  $\Delta^+$ ,  $\Delta^{++}$ ) appartiennent à une même famille de particules et peuvent être décrits comme étant formés de trois quarks u et d dans différents états de spin et d'isospin. Rappelons tout d'abord les propriétés des quarks u et d. Ce sont des états d'isospin  $\pm \frac{1}{2}$ , de spin  $\pm \frac{1}{2}$  et de charge  $\frac{2}{3}$  ou  $-\frac{1}{3}$  :

$$\begin{aligned} Q|u\rangle &= \frac{2}{3}|u\rangle & \tau_3|u\rangle &= \frac{1}{2}|u\rangle \\ Q|d\rangle &= -\frac{1}{3}|d\rangle & \tau_3|d\rangle &= -\frac{1}{2}|d\rangle \end{aligned} \quad (59)$$

Nous indiquerons l'état de spin par une flèche placée à côté du symbole u ou d :

$$s_3|u\uparrow\rangle = \frac{1}{2}|u\uparrow\rangle \quad s_3|u\downarrow\rangle = -\frac{1}{2}|u\downarrow\rangle \quad (60)$$

La résonance  $|\Delta_{3/2}^{++} 3/2\rangle$  est un état de charge +2, de spin 3/2, et d'isospin 3/2. Il est donc constitué de trois quarks u avec spin  $\uparrow$  :

$$|\Delta_{3/2}^{++} 3/2\rangle = |u\uparrow u\uparrow u\uparrow\rangle \quad (61)$$

Notons que cet état est complètement symétrique dans les permutations des quarks. En fait, il doit être multiplié par un état antisymétrique dans un degré de liberté supplémentaire :

la couleur. Cependant ce degré de liberté ne joue aucun rôle dans notre discussion et nous n'en parlerons plus. Par action des opérateurs

$$S_- = \sum_{i=1}^3 s_-(i) \quad T_- = \sum_{i=1}^3 t_-(i) \quad (62)$$

on engendre tous les états de la résonance  $\Delta$ . Par exemple :

$$|\Delta_{3/2}^{++} 1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} S_- |\Delta_{3/2}^{++} 3/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \{ |u\uparrow u\uparrow u\uparrow\rangle + |u\uparrow u\uparrow u\downarrow\rangle + |u\uparrow u\downarrow u\uparrow\rangle \} \quad (63)$$

$$|\Delta_{1/2}^+ 1/2\rangle = \frac{1}{3} \{ |d\downarrow u\uparrow u\uparrow\rangle + |u\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle + |u\uparrow u\uparrow d\downarrow\rangle \quad (64)$$

$$|d\downarrow u\downarrow u\uparrow\rangle + |u\uparrow d\downarrow u\downarrow\rangle + |u\uparrow u\downarrow d\downarrow\rangle$$

$$|d\downarrow u\uparrow u\downarrow\rangle + |u\uparrow d\downarrow u\downarrow\rangle + |u\uparrow u\downarrow d\downarrow\rangle$$

etc...

Le proton est un état de même charge que  $|\Delta_{1/2}^+ 1/2\rangle$  et contient donc deux quarks u et un quark d. La fonction d'onde doit être orthogonale à la fonction d'onde de  $|\Delta_{1/2}^+ 1/2\rangle$  tout en restant complètement symétrique. La fonction d'onde suivante remplit ces exigences

$$|p\uparrow\rangle = -\frac{1}{\sqrt{18}} \{ u\uparrow u\uparrow d\downarrow + u\uparrow u\downarrow d\uparrow + d\downarrow u\uparrow u\uparrow + u\uparrow d\downarrow u\uparrow \\ + d\downarrow u\uparrow u\downarrow + u\uparrow d\downarrow u\downarrow - 2 d\downarrow u\uparrow u\uparrow \\ - 2 u\uparrow d\downarrow u\uparrow - 2 u\uparrow u\downarrow d\downarrow \} \quad (65)$$

La fonction d'onde du neutron s'obtient par action de l'opérateur  $T_-$  :

$$|n\uparrow\rangle = -\frac{1}{\sqrt{18}} \{ -d\downarrow d\downarrow u\uparrow - d\downarrow u\uparrow d\downarrow - d\downarrow d\downarrow u\uparrow - u\uparrow d\downarrow d\downarrow \\ - d\downarrow u\uparrow d\downarrow - u\uparrow d\downarrow d\downarrow + 2u\uparrow d\downarrow d\downarrow \\ + 2 d\downarrow u\uparrow d\downarrow + 2 d\downarrow d\downarrow u\uparrow \} \quad (66)$$

#### 4.2. Calculs de quelques éléments de matrice

Connaissant les fonctions d'onde de spin et d'isospin des nucléons et des résonances  $\Delta$ , il est facile d'évaluer un certain nombre d'éléments de matrice. Nous donnons ci-dessous quelques exemples. a) Rapport des moments magnétiques du neutron et du proton. Nous avons :

$$\langle p\uparrow | \sum_{i=1}^3 Q(i) \sigma_o(i) | p\uparrow \rangle = \frac{1}{18} \left( -\frac{6}{3} + 12 \times \frac{5}{3} \right) = 1 \\ \langle n\uparrow | \sum_{i=1}^3 Q(i) \sigma_o(i) | n\uparrow \rangle = \frac{1}{18} \left( \frac{2}{3} \times 6 - \frac{4}{3} \times 12 \right) = -\frac{2}{3} \quad (67)$$

d'où le rapport :

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = \frac{\langle n\uparrow | Q\sigma | n\uparrow \rangle}{\langle p\uparrow | Q\sigma | p\uparrow \rangle} = -\frac{2}{3} \quad (68)$$

ce qui, compte tenu de la simplicité du modèle, est en très bon accord avec le résultat expérimental qui est -0.685.

b) Element de matrice de Fermi. On a trivialement :

$$\langle p | \sum_{i=1}^3 t_+(i) | n \rangle = 1 \quad (69)$$

On retrouve le fait que l'élément de matrice de Fermi ne dépend pas de la structure particulière de l'état, mais seulement de son isospin.

c) Eléments de matrice Gamov-Teller et M1

$$\langle p \uparrow | \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) \tau_o(i) | p \uparrow \rangle = \langle p \uparrow | \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) t_+(i) | n \uparrow \rangle = \frac{1}{18} (-6+36) = \frac{5}{3} \quad (70)$$

$$|\langle \Delta_{-1/2}^o \ 1/2 \ 1/2 | \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) t_-(i) | p \uparrow \rangle| = |\langle \Delta_{1/2}^+ \ 1/2 \ 1/2 | \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) t_+(i) | n \uparrow \rangle| = \frac{2\sqrt{2}}{3}$$

$$|\langle \Delta_{-3/2}^- \ 1/2 \ 1/2 | \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) t_-(i) | n \uparrow \rangle| = |\langle \Delta_{3/2}^{++} \ 1/2 \ 1/2 | \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) t_+(i) | p \uparrow \rangle| = \sqrt{\frac{8}{3}}$$

$$\langle \Delta_{1/2}^+ \ 1/2 \ 1/2 | \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) \tau_o(i) | p \uparrow \rangle = \frac{4\sqrt{2}}{3} = \langle \Delta_{-1/2}^o \ 1/2 \ 1/2 | \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) \tau_o(i) | n \uparrow \rangle$$

$$\langle \Delta_{3/2}^{++} \ 3/2 \ 3/2 | \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) \tau_o(i) | \Delta_{3/2}^{++} \ 3/2 \ 3/2 \rangle = 3 \quad (71)$$

#### 4.3. Désintégration $\beta$ du neutron dans le modèle des quarks

Dans le modèle des quarks, le processus élémentaire dans la désintégration du neutron est la transformation d'un quark d en un quark u, accompagné de l'émission d'un électron et d'un antineutrino :



Suivant la théorie moderne des interactions faibles, les quarks se couplent comme des leptons ( $e^-, \bar{\nu}_e$ ) et pour un quark la constante  $g_A = 1$ . Le modèle de quarks que nous utilisons permet de calculer  $g_A$  pour un nucléon. En effet, il suffit d'identifier les éléments de matrices :

$$(g_A)_{\text{quark}} \langle p \uparrow | \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) t_+(i) | n \uparrow \rangle = (g_A)_{\text{nucléon}} \langle p \uparrow | \sigma_o t_+ | n \uparrow \rangle \quad (73)$$

Dans le membre de gauche  $g_A = 1$  et l'élément de matrice vaut  $5/3$  (voir (70)). Dans le membre de droite, l'élément de matrice vaut 1. On en déduit donc :

$$(g_A)_{\text{nucléon}} = \frac{5}{3} \quad (74)$$

une valeur bien plus grande que la valeur expérimentale  $g_A = 1.25$  (voir (57)). Il convient de noter que le modèle que nous utilisons ignore les coordonnées spatiales des quarks. Lorsque l'on tient compte explicitement de ces coordonnées, par exemple en calculant les fonctions

d'onde des quarks dans un modèle de sac, on trouve une réduction substantielle de  $g_A$ . Ainsi dans le modèle de M.I.T. on trouve  $g_A = 1.09$ .

## 5. EXCITATION DES MODES DE SPIN-ISOSPIN

### 5.1. Fonction de réponse linéaire

La théorie des perturbations dépendant du temps permet de calculer la réponse d'un noyau à un champ extérieur. Appelons  $\lambda(t)$  F la perturbation ( $\lambda(t) = 0$  pour  $t < 0$ ) et A l'observable dont on mesure la valeur moyenne au temps t. On suppose que pour  $t < 0$ , c'est-à-dire avant que la perturbation n'agisse, le système est dans son état fondamental  $|\psi_0\rangle$ . L'état du système à l'instant t est :

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iHt/\hbar} |\psi_0\rangle - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t dt' e^{-\frac{i}{\hbar} H(t-t')} \lambda(t') F e^{-iH \frac{t'}{\hbar}} |\psi_0\rangle \quad (75)$$

et par conséquent :

$$\langle \psi(t) | A | \psi(t) \rangle - \langle \psi_0 | A | \psi_0 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \chi_{AF}(t-t') \lambda(t') \quad (76)$$

où :

$$\chi_{AF}(t-t') = \frac{i}{\hbar} \theta(t-t') \langle \psi_0 | [F_H(t'), A_H(t)] | \psi_0 \rangle \quad (77)$$

$$A_H(t) = e^{iHt/\hbar} A e^{-iHt/\hbar}$$

Prenant la transformée de Fourier de l'équation (76), il vient :

$$\langle A \rangle_\omega = \chi_{AF}(\omega) \lambda(\omega) \quad (78)$$

où :

$$\chi_{AF}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\epsilon t} e^{i\omega t} \chi_{AF}(t) dt \quad (\epsilon \rightarrow 0^+) \quad (79)$$

$$= \sum_m \frac{\langle \psi_0 | A | \psi_m \rangle \langle \psi_m | F | \psi_0 \rangle}{\omega - \omega_{m0} + i\epsilon} - \sum_n \frac{\langle \psi_0 | F | \psi_n \rangle \langle \psi_n | A | \psi_0 \rangle}{\omega + \omega_{n0} + i\epsilon}$$

$$(\omega_{m0} \equiv E_m - E_0)$$

Nous considérons deux exemples dans la suite.

$$a) A = F_0 \quad F = F_0^+ \quad F_0^+ = F_0 \quad (\text{ex : } F_0 = \sum_{i=1}^A \sigma_0(i) \tau_0(i))$$

$$\chi(\omega) = \sum_n |\langle \psi_0 | F_0 | \psi_n \rangle|^2 \left\{ \frac{1}{\omega - \omega_{n0} + i\epsilon} - \frac{1}{\omega + \omega_{n0} + i\epsilon} \right\} \quad (80)$$

$\chi(\omega)$  a des poles à  $\pm$  les énergies d'excitation du système.

b)  $A = F_+$     $F = F_-$     $F_+^\dagger = F_-$    (ex :  $F_+ = \sum_{i=1}^A \tau_+(i)$ )

$$\chi(\omega) = \sum_m \frac{|\langle \psi_m | F_+ | \psi_0 \rangle|^2}{\omega - \omega_{m0} + i\epsilon} - \sum_n \frac{|\langle \psi_n | F_- | \psi_0 \rangle|^2}{\omega + \omega_{n0} + i\epsilon} \tag{81}$$

Dans ce cas  $\chi(\omega)$  a deux types de poles. Le premier type ( $\omega = \omega_{m0}$ ) correspond aux énergies d'excitation d'états de charge positive ; notons que les résidus en ces poles sont positifs. La seconde famille de poles ( $\omega = -\omega_{n0}$ ) correspond aux énergies d'excitation des états de charge négative. Les résidus en ces poles sont négatifs.

5.2. Fonction de réponse dans l'approximation de particules indépendantes

Dans l'approximation de particules indépendantes il est très facile de calculer la fonction de réponse, que nous noterons  $\chi_0$ . Les excitations du système induites par les opérateurs  $F_+$  et  $F_-$  sont des excitations particule-trou, proton-neutron et neutron-proton respectivement (voir figure 10).

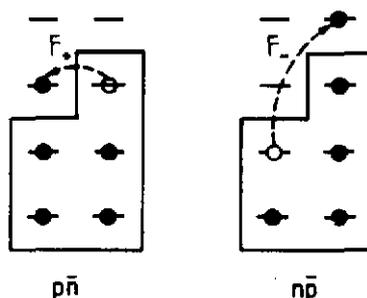
L'expression de  $\chi_0(\omega)$  est :

$$\chi_0(\omega) = \sum_{p\bar{n}} \frac{|\langle p | F_+ | n \rangle|^2}{\omega - \omega_{p\bar{n}} + i\epsilon} - \sum_{n\bar{p}} \frac{|\langle n | F_- | p \rangle|^2}{\omega + \omega_{n\bar{p}} + i\epsilon} \tag{82}$$

Nous étudierons plus loin un modèle dans lequel on suppose que toutes les excitations  $p\bar{n}$  sont dégénérées ainsi que toutes les excitations  $n\bar{p}$ .

$\chi_0(\omega)$  prend alors la forme très simple :

$$\chi_0(\omega) = \frac{S_+}{\omega - \omega_{p\bar{n}}} - \frac{S_-}{\omega + \omega_{n\bar{p}}} \tag{83}$$



Excitation proton trou de neutron      Excitation neutron trou de proton

Cette fonction est représentée sur la figure 11 ci-dessous.

Figure 10

Dans les applications que nous ferons plus loin, il sera commode de considérer des configurations particule-trou couplées à un bon moment angulaire. Dans ce cas  $\chi_0(\omega)$  s'écrira :

$$\chi_0(\omega) = \frac{1}{2J+1} \left\{ \sum_{p\bar{n}} \frac{|\langle p | F_+ | n \rangle|^2}{\omega - \omega_{p\bar{n}} + i\epsilon} - \sum_{n\bar{p}} \frac{|\langle n | F_- | p \rangle|^2}{\omega + \omega_{n\bar{p}} + i\epsilon} \right\} \tag{84}$$

où J est le moment angulaire de l'excitation et l'on a supposé que le moment angulaire de

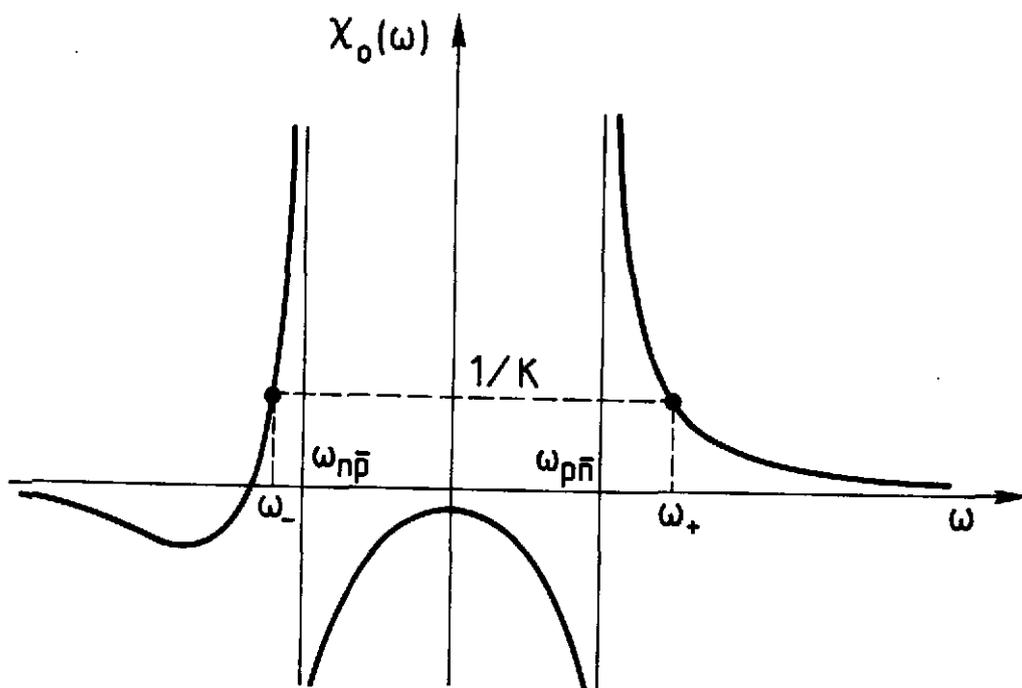


Figure 11

l'état fondamental est nul. Donnons pour finir quelques éléments de matrice réduits :

$$\begin{aligned}
 \langle j = \ell - \frac{1}{2} \parallel \sigma \parallel j = \ell + \frac{1}{2} \rangle &= \frac{8\ell(\ell+1)}{2\ell+1} \\
 \langle j = \ell + \frac{1}{2} \parallel \sigma \parallel j = \ell - \frac{1}{2} \rangle &= \frac{2\ell(\ell+1)(2\ell+3)}{2\ell+1} \\
 \langle j = \ell - \frac{1}{2} \parallel \sigma \parallel j = \ell - \frac{1}{2} \rangle &= \frac{2\ell(2\ell-1)}{2\ell+1}
 \end{aligned} \tag{85}$$

### 5.3. Calcul de la fonction de réponse à l'approximation RPA

Le calcul de  $\chi_0(\omega)$  que nous avons présenté dans la section précédente suppose que les nucléons se déplacent indépendamment les uns des autres dans un potentiel moyen figé. Cependant ce champ moyen résulte des interactions mutuelles entre les nucléons : en particulier il se modifie si l'on change l'occupation des orbitales ainsi que cela se produit lors d'une excitation particule-trou. La modification du champ moyen qui résulte de l'application d'un champ extérieur  $\lambda F$  peut s'écrire de la façon suivante (voir (41)) :

$$\delta U = \kappa \langle F \rangle F \tag{86}$$

où  $\langle F \rangle$  est la valeur moyenne de l'opérateur  $F$  et  $\kappa$  est une constante de couplage. Le champ total appliqué aux nucléons est la somme du champ extérieur  $\lambda F$  et du champ induit  $\delta U$ . Reprenant l'équation (78) dans laquelle on pose  $\chi = \chi_0$  et l'on remplace  $\lambda$  par  $(\lambda + \kappa \langle F \rangle)$ , on trouve :

$$\langle A \rangle_{\omega} = (\lambda(\omega) + \kappa \langle F \rangle) \chi_0(\omega) \tag{87}$$

$\langle F \rangle_{\omega}$  se déduit de cette formule en posant  $A = F$ .

On obtient alors :

$$\langle F \rangle_{\omega} = \frac{\chi_0(\omega)}{1 - \kappa \chi_0(\omega)} \lambda(\omega) = \chi(\omega) \lambda(\omega) \quad (88)$$

D'où l'important résultat :

$$\chi(\omega) = \frac{\chi_0(\omega)}{1 - \kappa \chi_0(\omega)} \quad (89)$$

Les poles de  $\chi(\omega)$  qui correspondent aux énergies d'excitation du système sont donnés par l'équation :

$$1 - \kappa \chi_0(\omega) = 0 \quad (90)$$

Les résidus en ces poles sont égaux aux carrés des éléments de matrice de transition (voir eqs. (80) et (81)). Ils mesurent la "force d'oscillateur"  $S$  des transitions concernées. Un calcul simple donne :

$$S^{-1} = -\kappa \frac{\partial \kappa \chi_0(\omega)}{\partial \omega} = -\kappa^2 \frac{\partial \chi_0}{\partial \omega} \quad (91)$$

#### 5.4. Solution d'un modèle schématique

Considérons le modèle défini par l'équation (83). L'équation aux poles est dans ce cas une équation du second degré et peut-être résolue analytiquement. On trouve :

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \{ \omega_{pn} - \omega_{np} + \kappa (S_+ - S_-) \pm \sqrt{D} \}$$

$$D = (\omega_{np} + \omega_{pn})^2 + 2\kappa (\omega_{np} + \omega_{pn}) (S_+ + S_-) + \kappa^2 (S_+ - S_-)^2 \quad (92)$$

Quelques cas limites sont intéressants :

a)  $S_- = 0$  ( $S_+ \neq 0$ ) c'est en général une très bonne approximation pour les excitations avec échange de charge dans les noyaux  $N > Z$ . Dans ce cas :

$$\begin{cases} \omega_- = -\omega_{np} \\ S_-^{RPA} = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \omega_+ = \omega_{pn} + \kappa S_+ \\ S_+^{RPA} = S_+ \end{cases} \quad (93)$$

b) Cas hermitique.  $S_+ = S_- = S_0$   $\omega_{pn} = \omega_{np} = \omega_0$ . Cas correspondant aux excitations M1 sans transfert de charge

$$\omega_{\pm} = \pm \omega_0 \sqrt{1 + \frac{2\kappa S_0}{\omega_0}} \quad S_0^{RPA} \omega = S_0 \omega_0 \quad (94)$$

c) Limite de couplage fort  $\kappa (S_+ - S_-) \gg \omega_{np}, \omega_{pn}$ . ( $S_+ > S_-$ )

$$\begin{cases} \omega_+ = \kappa (S_+ - S_-) \\ S_+^{RPA} = S_+ \end{cases} \quad \begin{cases} \omega_- = 0 \\ S_-^{RPA} = 0 \end{cases} \quad (95)$$

Notons que dans les cas a) et c) la règle de somme (26) est satisfaite, à savoir :

$$S_+^{RPA} - S_-^{RPA} = S_+ - S_- \quad (96)$$

Dans le régime de couplage fort toute la force se retrouve dans les transitions  $\beta^-$  (correspondant à  $S_+$ ). Dans le cas hermitique, la deuxième relation est également une règle de somme.

Les cas intermédiaires peuvent être discutés le plus commodément sur la solution graphique présentée dans la figure 11. Nous invitons le lecteur à vérifier sur cette figure les propriétés générales discutées à la fin de la section 5.1.

### 5.6. L'interaction particule-trou

Nous verrons plus loin que l'on peut déterminer la constante de couplage  $\kappa$  directement à partir de données expérimentales. Cependant cette constante de couplage est reliée simplement à l'interaction effective qui intervient dans le calcul du champ moyen. C'est cette connexion que nous esquissons ici.

Considérons pour simplifier une interaction centrale. Alors le potentiel moyen au point  $\vec{r}_1$ ,  $U(\vec{r}_1)$ , se calcule à l'aide de la formule suivante :

$$U(\vec{r}_1) = \int d^3r_2 n(\vec{r}_2) v_{\text{eff}}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \quad (97)$$

où  $n(\vec{r}_2)$  est la densité de particules au point  $\vec{r}_2$ ,  $v_{\text{eff}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$  est un potentiel d'interaction effectif que l'on peut écrire ainsi :

$$v_{\text{eff}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) g(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (98)$$

où  $V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$  est le potentiel agissant entre deux nucléons libres et  $g(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$  une fonction de corrélation qui s'annule lorsque  $\vec{r}_1 - \vec{r}_2 \rightarrow 0$ . L'effet de cette fonction de corrélation est d'empêcher deux nucléons de s'approcher trop près l'un de l'autre, i.e. d'entrer dans une région où le potentiel  $V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$  est très fortement répulsif. Il est commode de prendre la transformée de Fourier de (97) :

$$U(q) = n(q) v_{\text{eff}}(q) \quad (99)$$

Une petite perturbation qui génère un changement de densité engendre également un changement du potentiel  $U$  :

$$\delta U(q) = \delta n(q) v_{\text{eff}}(q) \quad (100)$$

qui peut se mettre sous la forme (86), si l'on remarque que dans le cas présent,  $F=1$ ,  $\langle F \rangle = \delta n(q)$  et que par conséquent  $\kappa = v_{\text{eff}}(q)$ . Le même argument se généralise aisément aux autres

voies dans lesquelles  $F = \sigma, \tau, \sigma\tau$ .

Pour des excitations correspondant à des transferts d'impulsion  $q=0$ , seul  $V_{\text{eff}}(0)$  intervient.  $V_{\text{eff}}(0)$  est l'intégrale de volume du potentiel. Il est d'usage de relier cette intégrale de volume dans la voie  $\sigma\tau$  à un paramètre sans dimension,  $G_0$ , appelé paramètre de Landau-Migdal, défini ainsi (attention les conventions concernant le facteur devant  $V_{\text{eff}}(0)$  différent suivant les auteurs) :

$$G'_0 = \frac{2k_F m^*}{\hbar^2 \pi^2} V_{\sigma\tau}^{\text{eff}}(q=0) \quad (101)$$

A titre d'exercice calculons la valeur de  $G'_0$  obtenue en ne retenant de l'interaction nucléon-nucléon que l'échange d'un pion :

$$V(q) = - \frac{f^2}{m_\pi^2} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q}}{q^2 + m_\pi^2} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (102)$$

où  $f^2 \sim 1.0$ . Il est commode de réécrire  $V(q)$  de la façon suivante :

$$V(q) = - \frac{f^2}{m_\pi^2} \left\{ \frac{q^2 S_{12}}{2} + \frac{1}{3} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + \frac{1}{3} \frac{m_\pi^2}{q^2 + m_\pi^2} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \right\} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (103)$$

où  $S_{12} = \vec{\sigma}_1 \cdot \hat{q} \vec{\sigma}_2 \cdot \hat{q} - \frac{1}{3} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ . Ainsi  $V(q)$  se compose d'une partie tenseur ( $\propto S_{12}$ ) et, dans la voie  $\sigma\tau$ , d'une force de portée nulle (terme indépendant de  $\vec{q}$ ) et d'un potentiel de Yukawa.

Pour déterminer  $V_{\text{eff}}(q)$  nous devons multiplier  $V$  par une fonction de corrélation dont l'effet essentiel est d'annuler la partie de portée nulle de la force. Par conséquent :

$$V_{\text{eff}}(q) = V(q) + \frac{1}{3} \frac{f^2}{m_\pi^2} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (104)$$

Dans la limite  $q \rightarrow 0$ ,  $V(q) \rightarrow 0$  et l'on a :

$$V_{\text{eff}}^{\sigma\tau}(0) = \frac{1}{3} \frac{f^2}{m_\pi^2} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (105)$$

D'où  $G'_0$  :

$$G'_0 = \frac{2k_F m^*}{\hbar^2 \pi^2} \frac{1}{3} \frac{f^2}{m_\pi^2} = \frac{130}{151} = 0.86 \quad (106)$$

(on a pris  $k_F = 1.35 \text{ fm}^{-1}$  et  $m^* = m = 939 \text{ MeV}$ ). Il existe bien entendu d'autres contributions à  $G'_0$ . Une estimation plus réaliste<sup>24</sup> conduit à une valeur environ deux fois plus grande.

$G'_0 \sim 1.7$ .

5.7. La résonance isobarique analogue

Ainsi que nous l'avons vu dans la section 2.3, la résonance isobarique analogue est l'état obtenu par application de l'opérateur  $T_+$  sur l'état fondamental du noyau (N,Z). Dans cette section nous recalculons l'énergie de cette résonance dans le formalisme de la réponse linéaire. Tout d'abord nous remarquons que l'opérateur  $T_+$  génère des excitations particule-trou proton-trou de neutron dans les mêmes orbitales (voir figure 12).

L'énergie de ces excitations particule-trou est donnée par :

$$\epsilon_p - \epsilon_n = V_c + V_p - V_n \quad (107)$$

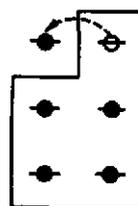


Figure 12

Excitation particule-trou contribuant à la résonance isobarique analogue.

où  $V_c$  est le potentiel Coulombien agissant sur le proton,  $V_p$  et  $V_n$  sont les potentiels nucléaires agissant respectivement sur les neutrons et les protons. En fait la différence  $V_p - V_n$  (potentiel de symétrie) peut-être écrite sous la forme (86) :

$$\delta V = \kappa_T \langle \tau_3 \rangle \tau_3 \quad \langle \tau_3 \rangle = Z - N \quad (108)$$

ce qui donne :

$$V_p - V_n = 2\kappa_T (Z - N) \quad (109)$$

Dans  $^{208}\text{Pb}$ ,  $\epsilon_p - \epsilon_n \sim 7$  MeV,  $V_c \sim 19$  MeV. On en déduit alors :

$$\kappa_T \sim \frac{28}{A} \text{ MeV} \quad (110)$$

Pour déterminer l'énergie de la résonance, nous remarquons que la constante de couplage  $\kappa_T$  qui apparait dans le potentiel de symétrie (108) est la même que celle qui intervient dans le calcul du changement du champ moyen résultant d'une excitation induite par l'opérateur  $T_+$  :

$$\delta V = \kappa_T \langle \tau_+ \rangle \tau_+ \quad (111)$$

La formule (93) nous permet alors de calculer  $E_{\text{RIA}}$  (les transitions  $p \rightarrow n$  sont interdites par le principe de Pauli et donc  $S_- = 0$ ). On obtient :

$$E_{\text{RIA}} = \epsilon_p - \epsilon_n + \kappa_T S_+ \quad (112)$$

$$S_+ = \sum_{p\bar{n}} |\langle p | \tau_+ | n \rangle|^2 = 2 \sum_{p\bar{n}} = 2(N - Z) \quad (113)$$

et par conséquent :

$$E_{RIA} = \epsilon_p - \epsilon_n + 2\kappa_T(N-Z) = V_c \quad (114)$$

où l'on a utilisé (109). On remarque que la constante  $\kappa_T$  disparaît du résultat final. Il y a dans ce cas une cancellation exacte entre la correction aux énergies à une particule représentée par le potentiel de symétrie et l'effet de l'interaction particule-trou (111). Cette cancellation résulte de la loi de conservation de l'isospin qui implique dans ce cas que l'énergie de la résonance ne doit pas dépendre des interactions nucléaires. Notons que (114) et (20) sont compatibles si l'on remarque que :

$$V_c \sim \left. \frac{\partial E_c}{\partial Z} \right|_A$$

### 5.8. Résonance Gamov-Teller dans $^{208}\text{Pb}$

Dans  $^{208}\text{Pb}$ , les excitations particule-trou contribuant à la résonance G.T. se répartissent en deux groupes d'états<sup>2</sup> :

- excitations avec spin-flip (ex :  $p\ h9/2\ \bar{n}\ h11/2$ ,  $p\ i11/2\ \bar{n}\ i13/2$  etc...). Ces excitations ont une énergie de l'ordre de 12.5 MeV et portent 36% de la force G.T. (= N-Z)'

- excitations sans spin-flip (ex :  $p\ h9/2\ \bar{n}\ h9/2$ ,  $p\ i13/2\ \bar{n}\ i13/2$  etc...). Ces excitations ont une énergie de l'ordre de 7 MeV et portent 64% de la force GT.

Ignorant la contribution tout à fait négligeable des excitations  $\bar{n}$ , on peut donc écrire la fonction de réponse  $\chi_0(\omega)$  (82) ainsi :

$$\chi_0(\omega) = \frac{2(N-Z) \times 0.64}{\omega - 7} + \frac{2(N-Z) \times 0.36}{\omega - 12.5} \quad (115)$$

où  $2 = |\langle p | \tau_+ \sigma_0 | n \rangle|^2$ . Connaissant  $\omega_{GT}(^{208}\text{Pb}) \simeq 19$  MeV (par rapport au fondamental de  $^{208}\text{Pb}$ )

on peut, à partir de l'équation (90) déterminer  $K_{GT}$  :

$$\kappa_{GT} = \chi_0^{-1}(\omega_{GT}) = 0.11 \text{ MeV} = \frac{23}{A} \text{ MeV} \quad (116)$$

### 5.9. Résonances M1 dans $^{208}\text{Pb}$

Deux configurations particule-trou peuvent contribuer à une transition M1 dans  $^{208}\text{Pb}$ . Ce sont :  $(p\ h9/2\ \bar{p}\ h11/2)$  et  $(n\ i11/2\ \bar{n}\ i13/2)$ . L'énergie de ces deux configurations est  $\omega_0 = 5.7$  MeV. La force portée par chacune de ces configurations se calcule aisément à l'aide des éléments de matrice (85) :

$$(h9/2 || \sigma || h11/2 >^2 = 21.82 \quad < i11/2 || \sigma || i13/2 >^2 = 25.84 \quad (117)$$

la fonction de réponse non perturbée  $\chi_0(\omega)$  pour une excitation M1 s'écrit donc (voir (84)) :

$$\chi_0(\omega) = S_0 \left( \frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{1}{\omega + \omega_0} \right)$$

$$S_0 = \frac{1}{3} (21.82 + 25.84) = 15.89 \quad (118)$$

Elle a la même forme pour les excitations isovectorielle ( $F_0 = \sigma_0 \tau_0$ ) et isoscalaires ( $F_0 = \sigma_0$ ).

L'énergie de la résonance M1 isovectorielle s'obtient à l'aide de la formule (94) où la constante de couplage est  $\kappa_{\sigma\tau}$  déterminée dans la section précédente :

$$\omega_{M1}^{\text{isovecteur}} = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{2\kappa_{\sigma\tau} S_0}{\omega_0}} = 7.5 \text{ MeV} \quad (119)$$

Cette résonance M1 a été observée dans le noyau  $^{90}\text{Zr}$  (voir section 2.3 et figure 6) mais malheureusement pas encore dans le noyau  $^{208}\text{Pb}$ . (Les raisons de cet état de fait sont très probablement d'ordre expérimental).

Par contre, on a observé récemment<sup>10,11</sup> une résonance M1 isoscalaire dans  $^{208}\text{Pb}$  à une énergie d'excitation égale à 5.85 Mev. Cette donnée nous permet de calculer la constante de couplage  $\kappa_\sigma$  à l'aide à nouveau de la formule (94) :

$$\omega_{M1}^{\text{isoscalaire}} = 5.85 = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{2\kappa_\sigma S_0}{\omega_0}} \quad (120)$$

d'où  $\kappa_\sigma = \frac{11}{A} \text{ MeV}$ .

Pour d'autres estimations des propriétés des résonances isovectorielles on pourra se reporter par exemple aux références<sup>21,23,37,35</sup>.

## 6. ROLE DES DEGRES DE LIBERTE NUCLEONIQUES

### 6.1. Calcul de $\chi_0(\omega)$ incluant les résonances $\Delta$

Lorsque l'on prend en compte les excitations internes des nucléons, de nouvelles configurations particule-trou apparaissent dans lesquelles l'état de "particule" est une résonance  $\Delta$  (voir figure 13). Notons que les configurations  $\Delta\bar{N}$  ne sont pas soumises aux limitations du principe de Pauli puisque les résonances  $\Delta$  et les nucléons peuvent être considérés comme des particules distinctes (voir section 4.1). La contribution  $\chi_0^\Delta(\omega)$  des excitations  $\Delta\bar{N}$  à  $\chi_0(\omega)$  se calcule

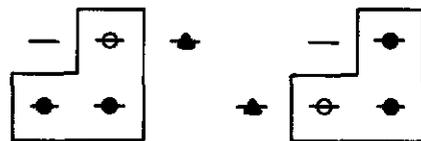


Figure 13.  
Exemples d'excitation  $\Delta\bar{N}$

facilement. On a :

$$\begin{aligned} \chi_o^\Delta(\omega) = & \sum_n \frac{|\langle \Delta^+ | F_+ | n \rangle|^2}{\omega - \Omega_\Delta} - \sum_n \frac{|\langle \Delta^- | F_- | n \rangle|^2}{\omega + \Omega_\Delta} \\ & + \sum_p \frac{|\langle \Delta^{++} | F_+ | p \rangle|^2}{\omega - \Omega_\Delta} - \sum_p \frac{|\langle \Delta^0 | F_- | p \rangle|^2}{\omega + \Omega_\Delta} \end{aligned} \quad (121)$$

où  $\Omega_\Delta$  est la différence de masse entre le nucléon et le  $\Delta$  :  $\Omega_\Delta \approx 300$  MeV, et on ignore la largeur du  $\Delta$ .

L'opérateur  $F_\pm$  dans (121) est l'opérateur Gamov-Teller agissant sur les quarks<sup>22</sup> :

$$F_\pm = \frac{3}{5} \sum_{i=1}^3 \sigma_o(i) t_\pm(i) \quad (122)$$

L'opérateur  $F_\pm$  a été normalisé de telle façon à donner le même élément de matrice entre deux nucléons que l'opérateur Gamov-Teller agissant sur les nucléons (voir eq. (73)). Utilisant les éléments de matrice (71), on obtient :

$$\chi_o^\Delta(\omega) = \frac{8}{25} \left\{ \frac{8+3Z}{\omega - \Omega_\Delta} - \frac{Z+3N}{\omega + \Omega_\Delta} \right\} \quad (123)$$

En particulier :

$$\chi_o^\Delta(\omega=0) = -\frac{32}{25} A \frac{2}{300} = -8.53 \times 10^{-3} \text{ AMeV}^{-1} \quad (124)$$

Le facteur A dans  $\chi_o^\Delta(\omega)$  (éq. (123)) résulte de ce que tous les nucléons peuvent se transformer en un  $\Delta$  sous l'action d'un opérateur Gamov-Teller. Nous verrons plus loin qu'à cause de ce facteur,  $\chi_o^\Delta$  est loin d'être négligeable.

## 6.2. Renormalisation et facteur d'atténuation

La fonction de réponse totale en l'absence d'interaction s'écrit :

$$\chi_o(\omega) = \chi_o^N(\omega) + \chi_o^\Delta(\omega)$$

où  $\chi_o^N(\omega)$  représente les excitations particule-trou des nucléons et  $\chi_o^\Delta(\omega)$  les excitations  $\Delta\bar{N}$ .

La fonction de réponse totale, tenant compte des interactions, est donnée par (89) :

$$\chi(\omega) = \frac{\chi_o^N(\omega) + \chi_o^\Delta(\omega)}{1 - \langle (\chi_o^N(\omega) + \chi_o^\Delta(\omega)) \rangle} \quad (125)$$

Si l'on s'intéresse aux excitations de basse énergie ( $\omega \ll \Omega_\Delta$ ), on peut remplacer dans (125)

$\chi_o^\Delta(\omega)$  par  $\chi_o^\Delta(\omega=0)$ . L'équation aux poles devient alors :

$$\begin{aligned}
 0 &= 1 - \kappa (\chi_o^N(\omega) + \chi_o^\Delta(0)) \\
 &= (1 - \kappa \chi_o^\Delta(0)) (1 - \kappa_{\text{eff}} \chi_o^N(\omega))
 \end{aligned} \tag{126}$$

où

$$\kappa_{\text{eff}} = \frac{\kappa}{1 - \kappa \chi_o^\Delta(0)} \tag{127}$$

L'équation (126) a la même forme que celle que l'on aurait obtenu si l'on avait ignoré les excitations  $\Delta\bar{N}$ , mais avec une valeur différente de la constante de couplage. La force portée par l'excitation correspondant à la solution  $\omega_n$  de l'équation (126) est le résidu de  $\chi(\omega)$  en  $\omega_n$ . Un calcul simple montre que :

$$\chi(\omega \sim \omega_n) \approx - \frac{1}{\kappa^2} \frac{1}{\left. \frac{\partial \chi_o^N}{\partial \omega} \right|_{\omega_n}} \frac{1}{\omega - \omega_n} \tag{128}$$

formule à rapprocher du résultat (91). Il convient toutefois de noter que la force calculée en ignorant complètement  $\chi_o^\Delta(\omega)$  serait de la forme :

$$\tilde{S} = - \frac{1}{\kappa_{\text{eff}}^2} \frac{1}{\left. \frac{\partial \chi_o^N}{\partial \omega} \right|_{\omega_n}} \tag{129}$$

où  $\kappa_{\text{eff}}$  est la constante de couplage servant à déterminer l'énergie  $\omega_n$  (voir eq. (126)). Utilisant (127) on montre facilement que :

$$S = \frac{1}{\kappa^2} \frac{1}{\left. \frac{\partial \chi_o^N}{\partial \omega} \right|_{\omega_n}} = \eta \tilde{S} \tag{130}$$

où

$$\eta = \frac{\kappa_{\text{eff}}^2}{\kappa^2} = (1 + \kappa_{\text{eff}} \chi_o^\Delta(0))^2 = (1 - \kappa \chi_o^\Delta(0))^{-2} \tag{131}$$

Autrement dit la force  $S$  que l'on mesure est égale à la force  $\tilde{S}$  que l'on calcule en ignorant l'existence du  $\Delta$  multipliée par le facteur  $\frac{\kappa_{\text{eff}}^2}{\kappa^2}$ . Comme  $\chi_o^\Delta(0)$  est négatif et que l'interaction est répulsive ( $\kappa > 0$ ), ce facteur est plus petit que 1. Il en résulte que l'on n'observe qu'une fraction de la force calculée en ignorant le couplage du nucléon à la résonance  $\Delta$ .

### 6.3. Remarque concernant la règle de somme Gamov-Teller

On peut s'interroger sur la compatibilité du résultat (130) avec la règle de somme Gamov-Teller (26). En fait il est important de se souvenir que cette règle de somme a été établie en ignorant complètement les degrés de liberté nucléoniques. En effet l'opérateur

Gamov-Teller  $\sigma_0 t_{\pm}$  agissant sur un nucléon ne peut le transformer en un  $\Delta$  puisque ce dernier a un isospin égal à 3/2. Par contre l'opérateur Gamov-Teller (122) qui agit sur les quarks à un élément de matrice non nul entre le nucléon et la résonance  $\Delta$ . Il est facile de se convaincre que la règle de somme correspondant à cet opérateur n'est plus (26). Considérons en effet la différence  $S_+ - S_-$  pour un neutron :

$$\begin{aligned} S_+ - S_- &= |\langle p | \sum_{i=1}^3 \sigma_0^{(i)} t_0^{(i)} | n \rangle|^2 + |\langle \Delta^+ | \sum_i \sigma_0^{(i)} t_+^{(i)} | n \rangle|^2 - |\langle \Delta^- | \sum_{i=1}^3 \sigma_0^{(i)} t_-^{(i)} | n \rangle|^2 \\ &= 1 + \frac{8}{45} - \frac{24}{25} = \frac{9}{25} \end{aligned} \quad (132)$$

Le premier terme (= 1) correspond à la règle de somme (26). Les deux autres termes correspondent aux contributions des résonances  $\Delta$  à  $S_+$  et  $S_-$  respectivement. Ainsi, le couplage aux  $\Delta$  augmente  $S_+$ , mais également  $S_-$  et le résultat net est une diminution substantielle de la différence  $S_+ - S_-$ . On peut obtenir une estimation de la différence  $S_+ - S_-$  pour un noyau en considérant la limite  $\omega \rightarrow \infty$  de  $\chi(\omega)$ . En effet :

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \omega \chi(\omega) \rightarrow S_+ - S_- \quad (133)$$

Il est facile de voir que :

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \omega \chi(\omega) = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \omega \chi_0(\omega) \quad (134)$$

Par ailleurs :

$$\begin{aligned} \chi_0(\omega) &= \chi_0^N(\omega) + \chi_0^\Delta(\omega) \\ \omega \chi_0^N(\omega) &\rightarrow N-Z \quad \omega \chi_0^\Delta(\omega) \rightarrow -\frac{16}{25} (N-Z) \end{aligned}$$

d'où le résultat :

$$S_+ - S_- = (N-Z) \left( 1 - \frac{16}{25} \right) = \frac{9}{25} (N-Z) \quad (135)$$

qui est en accord avec (132).

On peut estimer la fraction de la règle de somme (26) qui subsiste dans la résonance G.T. et celle qui se trouve dans la région des  $\Delta$ . Pour cela, supposons que la contribution des excitations particule-trou à  $S_-$  est nulle. Alors la quantité  $\tilde{S}$  donné par (129) est égale à  $(N-Z)$ . La fraction de la règle de somme observée dans la résonance G.T. est  $\eta(N-Z)$  (voir (130)). On a donc :

$$S_+ - S_- = \eta(N-Z) + \left( \frac{9}{25} - \eta \right) (N-Z) \quad (136)$$

et si l'on suppose que les contributions des excitations  $\Delta N$  à  $S_+$  et  $S_-$  restent dans le rapport  $S_+/S_- = 1/3$  (voir (132)), on trouve :

$$\begin{aligned} S_+ &= \eta(N-Z) + \frac{1}{2} \left( \eta - \frac{9}{25} \right) (N-Z) \\ S_- &= \frac{3}{2} \left( \eta - \frac{9}{25} \right) (N-Z) \end{aligned} \quad (137)$$

#### 6.4. Opérateurs effectifs

On peut calculer l'effet du couplage aux résonances  $\Delta$  sur les moments magnétiques ou les transitions de basse fréquence en utilisant des arguments similaires à ceux développés dans les sections 5.3 et 6.2. Un élément de matrice d'un opérateur  $F$  à un corps entre deux états  $a$  et  $b$  est la somme de deux termes :

$$\langle b | F_{\text{eff}} | a \rangle = \langle b | F | a \rangle + \langle b | F_{\text{induit}} | a \rangle \quad (138)$$

à  $F_{\text{induit}}$  est donné par la formule (86) ( $F_{\text{induit}} = \delta U$ ). Utilisant (88) pour calculer  $\langle F \rangle_{\omega}$ , où  $\omega = \omega_{ba} = E_b - E_a$ , on trouve :

$$\langle b | F_{\text{eff}} | a \rangle = \langle b | F | a \rangle (1 + \kappa \chi(\omega_{ba})) \quad (139)$$

On calculera  $\chi(\omega_{ba})$  en utilisant la formule (125) où l'on pose  $\chi_o^{\Delta}(\omega_{ba}) \approx \chi_o^{\Delta}(0)$ .

#### 6.5. Une analogie avec un problème simple de mécanique classique

Une analogie avec un problème simple de mécanique classique peut aider à comprendre le contenu des résultats des trois sections précédentes. Considérons un système de deux oscillateurs couplés décrits par la fonction de Lagrange suivante :

$$L = \frac{1}{2} (\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2) - \frac{\omega_1^2}{2} x_1^2 - \frac{\omega_2^2}{2} x_2^2 - \frac{K_1}{2} x_1^2 - \frac{K_2}{2} x_2^2 - K_{12} x_1 x_2 \quad (140)$$

avec  $\omega_2 \gg \omega_1$ . Les équations de mouvement en présence d'une force extérieure  $\lambda(x_1+x_2)$  s'écrivent :

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 + (\omega_1^2 + K_1) x_1 + K_{12} x_2 &= \lambda \\ \ddot{x}_2 + (\omega_2^2 + K_2) x_2 + K_{12} x_1 &= \lambda \end{aligned} \quad (141)$$

Pour des excitations de basse fréquence,  $x_2$  "suit"  $x_1$  et dans la deuxième équation,  $\ddot{x}_2$  est négligeable devant  $\omega_2^2 x_2$ . On peut donc utiliser cette équation pour éliminer  $x_2$ . Il reste l'équation suivante pour  $x_1$  :

$$\ddot{x}_1 + \left[ \omega_1^2 + (K_1^{\text{eff}})^2 \right] x_1 = \lambda_{\text{eff}} \quad (142)$$

où :

$$K_1^{\text{eff}} = K_1 - \frac{K_{12}^2}{\omega_2^2 + K_2} \quad \lambda_{\text{eff}} = \lambda \left( 1 - \frac{K_{12}}{\omega_2^2 + K_2} \right) \quad (143)$$

L'élimination du degré de liberté  $x_2$  est analogue à l'élimination explicite des résonances  $\Delta$  dans la fonction de réponse  $\chi_o(\omega)$  (voir section 6.2). Cette élimination conduit à une équation de mouvement effective pour le degré de liberté restant, ici  $x_1$ . Notons que sont modifiées, non seulement la fréquence propre du mode 1 ( $K_1 \rightarrow K_1^{\text{eff}}$ ), mais aussi la *force* nécessaire pour produire une amplitude donnée  $x_1$  ( $\lambda \rightarrow \lambda_{\text{eff}}$ ,  $\lambda_{\text{eff}} < \lambda$  si  $K_{12} > 0$ ). Si l'on excite le système avec une force dépendant du temps  $\lambda(t)$ , l'oscillateur  $x_1$  absorbe en moyenne par unité de temps une quantité d'énergie égale à

$$(\lambda_{\text{eff}}(\omega_1))^2 = \lambda^2(\omega_1) \left( 1 - \frac{K_{12}}{\omega_2^2 + K_2} \right)^2 \quad (144)$$

Si l'on pose  $K_1 = K_{12} = K$ , cette formule devient :

$$\lambda_{\text{eff}}^2(\omega_1) = \lambda^2(\omega_1) \frac{K_{\text{eff}}^2}{K^2} \quad (145)$$

Puisque  $K_{\text{eff}} < K$ , l'énergie absorbée effectivement par le mode 1 ( $\lambda_{\text{eff}}^2$ ) est plus petite que celle que l'on aurait calculée en négligeant le couplage avec le mode 2 ( $\lambda^2$ ). La formule (145) a la même signification physique que la formule (130).

### 6.6. Ordres de grandeur des effets des degrés de liberté nucléoniques

Nous avons vu dans la section (2.5) que l'analyse des moments magnétiques dans la région du noyau  $^{208}\text{Pb}$  conduit à l'estimation (39) :

$$\frac{\delta g_S}{g_S} \approx -0.5$$

Utilisant (139), on en déduit :

$$\kappa \chi(0) = \frac{\delta g_S}{g_S} = -0.5 \quad (146)$$

ou encore, compte tenu de (89) :

$$\kappa \chi_o(0) = -1 \quad (147)$$

Par ailleurs nous avons calculé dans la section (5.9) la force M1 totale dans  $^{208}\text{Pb}$  :  $S_o = 15.89$  (voir (118)), ce qui nous permet de déterminer  $\chi_o^N(0)$  :

$$\chi_o^N(0) = -\frac{2S_o}{\omega_o} = -5.575 \text{ MeV}^{-1} \quad (148)$$

où  $\omega_0 = 5.7$  MeV. Combinant avec (124), il vient :

$$\chi_0(0) = \chi_0^N(0) + \chi_0^\Delta(0) = -5.575 - 1.775 = -7.35 \text{ MeV}^{-1} \quad (149)$$

les résultats (147) et (149) nous permettent de déterminer  $\kappa$  ( $\equiv \kappa_{OT}$ ) :

$$\kappa = \frac{1}{7.35} \text{ MeV} = \frac{28}{A} \text{ MeV} \quad (150)$$

la constante de couplage effective  $\kappa_{\text{eff}}$  définie par (127) vaut :

$$\kappa_{\text{eff}} = \frac{\kappa}{1 - \kappa \chi_0^\Delta(0)} = \frac{23}{A} \text{ MeV} \quad (151)$$

Ce qui est en remarquable accord avec la détermination totalement indépendante de cette quantité, présentée dans la section (5.8) (eq. (116)). Enfin, le facteur d'atténuation  $\eta$  défini par (131) est égal à :

$$\eta = \left( \frac{\kappa_{\text{eff}}}{\kappa} \right)^2 = 0.65 \quad (152)$$

Les formules (137) montrent alors que l'on doit s'attendre à n'observer que 65% de la règle de somme (26) dans la résonance Gamov-Teller, et que la contribution des résonances  $\Delta$  à la force Gamov-Teller  $S_+$  est de l'ordre de 15%.

On peut traduire le résultat (152) en terme d'une constante de couplage Gamov-Teller effective, on trouve :

$$(g_A)_{\text{eff}} = 1.25 \times \sqrt{0.65} = 1.00 \quad (153)$$

A nouveau, ce résultat est en très bon accord avec l'analyse résumée dans la section 3.6.

Le mécanisme que nous avons décrit dans cette section fournit donc une explication cohérente de l'atténuation des transitions Gamov-Teller et de la force manquante dans les réactions (p,n), ainsi que d'une partie de la renormalisation des moments magnétiques. Ce mécanisme, proposé il y a une dizaine d'années<sup>30</sup>, a donné lieu à de nombreux calculs<sup>28,29,32,33</sup>. Il fournit l'explication certainement la plus simple et la plus esthétique des phénomènes que nous avons discutés. Néanmoins, d'autres mécanismes ont été invoqués<sup>37,26</sup> pour expliquer la force manquante dans les réactions (p,n) ou M1. Ils font intervenir un couplage des excitations élémentaires 1 particule-1 trou à des excitations plus compliquées, par exemple 2 particules-2 trous, mais ne mettant en jeu que des nucléons. Les mécanismes de ce type préservent la règle de somme (26) : la force manquante dans la résonance G.T. doit se retrouver à plus haute énergie. L'inconvénient d'une telle approche est que, d'une part elle conduit à des prédictions théoriques incertaines (les résultats dépendent très fortement des ingrédients

du calcul : force, espace de configurations, etc...), d'autre part les vérifications expérimentales sont très difficiles (la force G.T. se trouve "diluée" dans une grande plage d'énergie). Il est clair que le couplage des états 1 particule- 1 trou à des configurations plus compliquées peut expliquer l'élargissement des résonances<sup>38</sup>, il est moins clair que ce couplage soit responsable de la force manquante ou de la renormalisation de  $g_A$ . En fait des données expérimentales récentes<sup>10,11</sup> semblent indiquer que les transitions M1 isoscalaires dans  $^{208}\text{Pb}$  ne sont pas atténuées, contrairement aux transitions isovectorielles<sup>36</sup>. Si cela était confirmé, et de façon systématique, ce serait une évidence en faveur du mécanisme qui fait intervenir les résonances  $\Delta$ .

Mentionnons pour terminer les références 44 et 34 où l'on trouvera une discussion plus détaillée de certaines questions peu ou pas abordées dans ce cours, comme par exemple le rôle du pion dans les modes de spin-isospin. Enfin la réf. 45 offre une ouverture sur quelques unes des interrogations fondamentales que soulève l'étude des modes de spin-isospin des noyaux.

#### REFERENCES

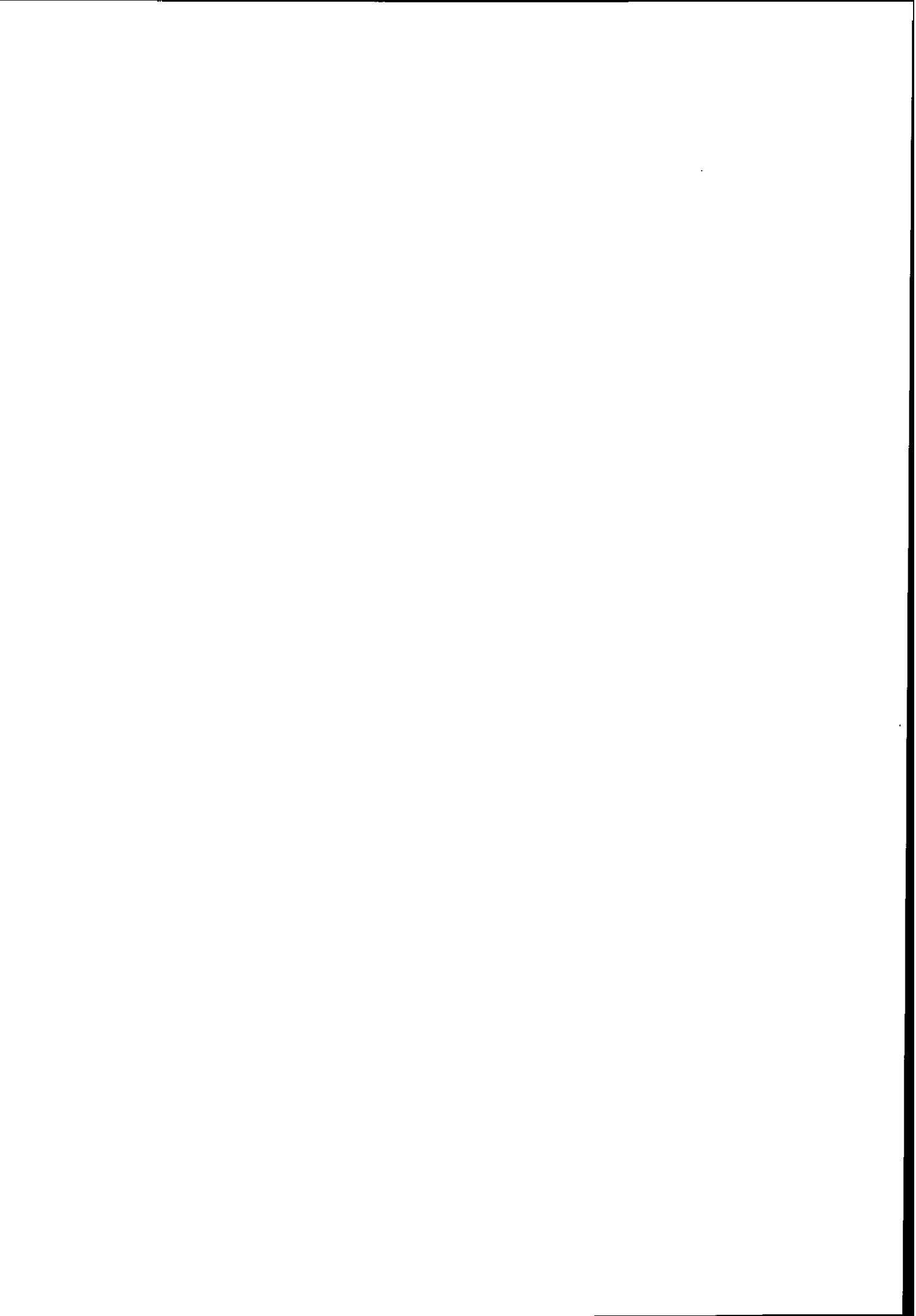
1. K. Ikeda, S. Fujii and J.I. Fujita, Phys. Rev. Lett. 3 (1963) 271
2. C. Gaarde et al, Nucl. Phys. A369 (1981) 258
3. G. Gaarde, Nucl. Phys. A396 (1983) 127c
4. D.E. Bainum et al, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1751
5. C.D. Goodman, Nucl. Phys. A374 (1982) 241c
6. C.D. Goodman and S.D. Bloom, in Proc. of Conference on "Spin excitations in nuclei", Telluride Co., March 1981 (Plenum 1983) p.202
7. D.J. Horen et al, Phys. Lett. 95B (1980) 27
8. D.J. Horen et al, Phys. Lett. 99B (1981) 383
9. C.D. Goodman et al, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1755
10. S.I. Hayakawa et al, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1624
11. K. Wienhard et al, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 18
12. W. Knüpfner et al, Phys. Lett. 77B (1978) 367
13. W. Knüpfner, M. Dillig and A. Richter, Phys. Lett. 95B (1980) 349
14. G.E. Brown, J. Speth and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1057
15. C. Ellegaard et al, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1745
16. G.M. Crawley, Preprint Orsay, IPNO DRE 83-15
17. B. Buck and S.M. Perez, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1975

18. D.H. Wilkinson, Phys. Rev. C7 (1973) 930
19. I. Hamamoto, J. Lichtenstadt and G. Bertsch, Phys. Lett. 93B (1980) 213
20. M. Ericson, in Proc. International Conference on Spin Excitations in Nuclei, Telluride, Colorado, U.S.A. (March 1982) and CERN Preprint REF.TH 3303.CERN
21. B.L. Friman, Phys. Lett. 94B (1980) 1
22. A. Bohr and B. Mottelson, Phys. Lett 100B (1981) 10
23. G. Bertsch, Nucl. Phys. A354 (1981) 157
24. G.E. Brown and M. Rho, Nucl. Phys. A372 (1981) 397
25. J.P. Blaizot and L. Sips, Nucl. Phys. A337 (1980) 157
26. L. Zamick, A. Abbas and T.R. Halemane, Phys. Lett. 103B (1981) 87
27. N. Auerbach, A. Klein and N.V. Giai, Phys. Lett. 106B (1981) 347
28. N.C. Mukhopadhyay, H. Toki and W. Weise, Phys. Lett. 84B (1979) 35
29. E. Oset and M. Rho, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 47
30. M. Rho, Nucl. Phys. A231 (1974) 493
31. M. Ericson, A. Figureau and C. Thevenet, Phys. Lett. 45B (1973) 19
32. F. Osterfeld et al, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 11
33. W. Weise, Nucl. Phys. A374 (1982) 505c
34. J. Delorme, Nucl. Phys. A374 (1982) 541c
35. G. Bertsch, Phys. Rev. C24 (1981) 533
36. H. Toki, G.F. Bertsch and D. Cha, MSU Preprint, MSUCL-402, March 1983
37. G.F. Bertsch and I. Hamamoto, Phys. Rev. C26 (1982) 1323
38. I. Adachi, Phys. Lett. 125 (1983) 5
39. E. Oset, H. Toki and W. Weise, Phys. Rep. 83 (1982) 281
40. G.E. Brown and W. Weise, Phys. Rep. 22 (1975) 279
41. A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear structure I and II (W.A. Benjamin)
42. A. de Shalit and H. Feshbach, Theoretical Nuclear Physics, Vol. I (J. Wiley)
43. "Mesons in Nuclei", M. Rho and D. Wilkinson ed., (North Holland)
44. M. Ericson, Preprint TH.3625-CERN, Cours donné à l'école d'Erice "Mesons, Isobars, Quarks and Nuclear Excitations", 6-18 Avril 1983
45. M. Rho, Comptes rendus de la conf. HESANS 83, Orsay 5-8 Septembre 1983, preprint SphT-83/127

**APPROCHES EXPERIMENTALES DES TRANSITIONS  $\Delta S=1$  ,  $\Delta T=1$   
DANS LES NOYAUX MOYENS ET LOURDS**

**S. GALES**

Institut de Physique Nucléaire, Orsay



## I - INTRODUCTION

Dans ce complément de cours, je voudrais discuter d'un des sujets d'actualité en physique nucléaire ces dernières années : les transitions  $\Delta S=1, \Delta T=1$ . Le formalisme théorique étant traité par ailleurs\*, je vais décrire les méthodes expérimentales utilisées dans l'étude de telles excitations, leurs sélectivités, les limitations des modèles de réactions utilisés dans l'analyse des résultats, les problèmes de structure nucléaire qui se posent.

Commençons par fixer le vocabulaire, définir ce type d'excitation et rappeler les relations qui existent entre les transitions  $\Delta S=1, \Delta T=1$  et la désintégration  $\beta$ .

Les transitions  $\Delta S=1, \Delta T=1$  sont appelées suivant les auteurs, transitions "spin-flip, isospin-flip", résonance Gamow-Teller ou  $M_1$ .

Considérons l'état fondamental du noyau doublement magique de  $^{48}\text{Ca}$ . Le spin de l'état fondamental est  $0^+$ , la couche  $1f_{7/2}$  est pleine les couches supérieures ( $1f_{5/2}$  par exemple) sont complètement vides. Supposons que l'on sache produire une excitation particule-trou du type décrit dans la fig. 1b. Un neutron  $f_{7/2}$  est excité dans la couche  $f_{5/2}$ , créant un trou dans la couche  $f_{7/2}$ , le tout se couplant au spin final  $J^\pi = 1^+$ . On dit qu'on a affaire à une transition du type  $M_1$  par analogie avec l'opérateur magnétique dipolaire  $M_1$  caractérisant la désintégration  $\gamma$  entre deux niveaux nucléaires  $1^+ \rightarrow 0^+$  (voir fig.2) d'isospin  $T_0$ . On a bien affaire à une transition  $\Delta S=1, \Delta T=1$  ( $\Delta l=0, 0^+ \rightarrow 1^+, T_0 \pm 1 = T_0, T_0+1$ ) que l'on peut peupler par diffusion inélastique de photons ( $\gamma, \gamma'$ ) d'électrons ( $e, e'$ ) ou de protons ( $p, p'$ ).

On peut peupler à partir du même état fondamental du  $^{48}\text{Ca}$ , les transitions du type Fermi ( $\Delta S=0, \Delta T=1$ ) ou Gamow-Teller ( $\Delta S=1, \Delta T=1$ ). Les configurations de telles transitions sont illustrées dans la fig.3. L'opérateur  $T^-$  (échange d'un neutron en un proton si l'orbitale correspondante n'est pas complètement pleine) agissant sur l'état fondamental du  $^{48}\text{Ca}$  donne l'état analogue  $\psi_A(0^+) \propto |(f_{7/2})^{-1}(f_{7/2})^{+1}|_{0^+}$ . Il s'agit d'une transition  $\Delta S=0, \Delta T=1$  ou transition de Fermi par analogie à la désintégration  $\beta$  permise entre les niveaux  $Z_N^A(0^+, T_0) \rightarrow Z_{N-1}^{A-1}(0^+, T_0)$  (voir fig.3).

L'opérateur  $\sigma T^-$  change le proton en neutron mais change aussi d'une unité le spin. On a ainsi à partir de l'état fondamental du  $^{48}\text{Ca}(0^+)$ , 2 états  $\psi_{GT}(1^+)$  de configuration  $(f_{7/2})^{-1}(f_{7/2})^{+1}$  et  $(f_{7/2})^{-1}(f_{5/2})^{-1}$ . On dit qu'il s'agit de transitions

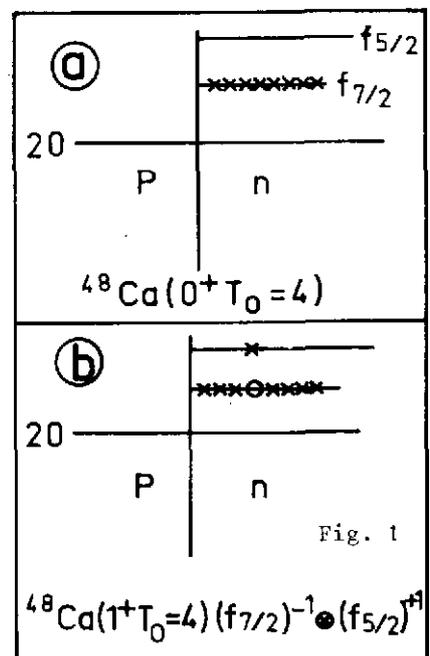


Fig. 1

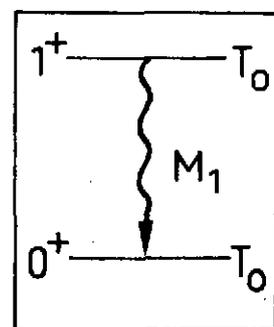
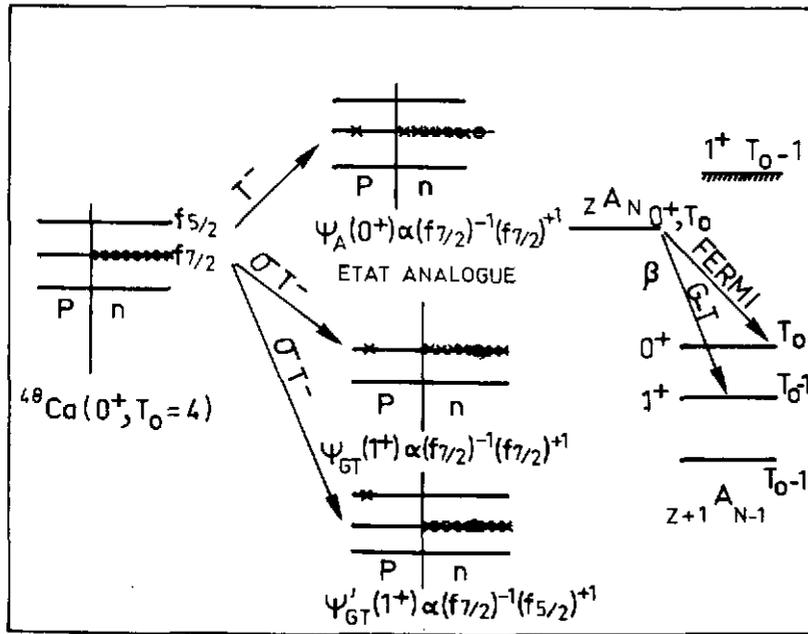


Fig. 2

\* Cours de J.P. BLAIZOT, Bombannes 1983

$\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$  ou transitions Gamow-Teller (GT) toujours par analogie à la désintégration  $\beta$  permise entre niveaux  ${}_{Z_N}^A(0^+, T_0) \rightarrow {}_{Z+1}^{A_{N-1}}(1^+, T_0^{-1})$  illustré dans la partie droite de la fig. 3.



Dans le cadre du modèle extrême a particule indépendantes, les deux transitions Gamow-Teller  $1^+(\Delta S=1, \Delta T=1)$  ont une intensité comparable leur distance en énergie étant uniquement due au terme spin-orbit (distance en énergie entre orbitales de spin  $j=l-1/2$  et  $j=l+1/2$ ) (Voir fig. 4a). Si l'on raffine ce modèle et que l'on prend en compte l'interaction résiduelle entre la particule et le trou alors l'intensité de la transition de basse énergie est fortement réduite, et l'essentiel de l'intensité se trouve concentrée et même repoussée à plus haute énergie d'excitation à cause de la nature répulsive de l'interaction particule-trou

Fig.3- Représentation schématique du niveau fondamental du  ${}^{48}\text{Ca}$ , des configurations des états analogues et des états  $1^+$  du  ${}^{48}\text{Sc}$  et des désintégrations  $\beta$  permises (Fermi et Gamow-Teller) entre le noyau  ${}_{Z_N}^A$  et les niveaux excités du noyau  ${}_{Z+1}^{A_{N-1}}$ .

ainsi qu'il est montré dans la fig. 4b.

Dans les noyaux moyens et lourds, cette deuxième configuration à haute énergie ne peut être atteinte par désintégration  $\beta$  pour des raisons énergétiques (voir Fig.3).

La faiblesse de l'intensité des transitions  $\beta$  avait conduit dès 1963 Ikida<sup>1</sup> à prédire l'existence d'une concentration de l'intensité Gamow-Teller à haute énergie d'excitation.

Pour terminer cette introduction notons que les réactions d'échange de charge du type (p,n) ou ( ${}^3\text{He},t$ ) permettent de peupler les transitions du type Fermi ( $\Delta S=0$ ,  $\Delta T=1$ ) ou Gamow-Teller ( $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ ) et qu'il reste à expliquer pourquoi alors que l'on a mis en évidence depuis 1964 (Réf.2) les transitions  $\Delta S=0$ ,  $\Delta T=1$  ou Etat Isobarique Analogue (E.I.A.) ce n'est que très récemment que les mêmes réactions ont permis d'observer expérimentalement les transitions Gamow-Teller dans les noyaux moyens et lourds.

MODELE A PARTICULES INDEPENDANTES

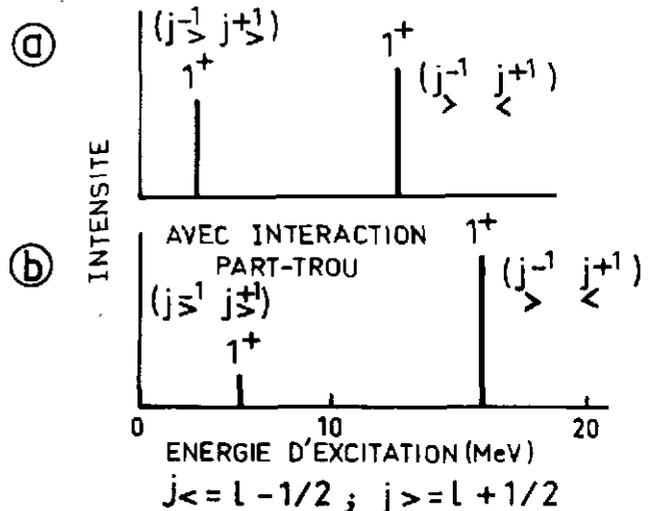


Fig.4a - Distribution de l'intensité des transitions  $1^+_{GT}$  dans un noyau moyen ou lourd dans le cadre du modèle à particules indépendantes. 4b, même fig. mais dans le cas où l'on tient compte de l'interaction résiduelle particule-trou.

## II - REACTIONS D'ECHANGE DE CHARGE ET TRANSITIONS GAMOW-TELLER

L'interaction effective nucléon-nucléon pour des réactions directes proton + noyau peut être paramétrisée de la manière suivante

$$V_{\text{eff}} = V_c + V_o + V_\sigma (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + V_T (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + V_{\sigma T} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \quad (1)$$

$$+ | V_{LS} + V_{LS_T} (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) | \vec{L} \cdot \vec{S} + | V_T + V_{T_T} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 | \frac{1}{r^2} | 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) - r^2(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) |$$

$V_c$  est le terme coulombien,  $V_o$  le terme central et  $V_T$  et  $V_{T_T}$  les termes tenseurs.

La figure 5 illustre quels sont les termes de cette interaction qui sont importants dans la population des transitions  $0^+ \rightarrow 1^+$  à partir d'une cible de spin  $0^+$  et d'isospin  $T_o$ .

Les transitions fortes en réaction d'échange

de charge sont du type,

a)  $0^+ \rightarrow 0^+$  Transition de Fermi par l'intermédiaire du terme  $V_T$  de l'équation (1)

b)  $0^+, T_o \rightarrow 1^+(T_o - 1)$  Transition Gamow-Teller par l'intermédiaire principalement du terme  $V_{\sigma T}$ ; voir éq.(1).

L'intensité Gamow-Teller est essentiellement concentrée dans l'état d'isospin  $T_o - 1$ . Celle-ci est affectée d'un poids  $\frac{2T_o}{2T_o + 1}$  alors que la configuration d'isospin  $T_o$  a un poids  $\frac{1}{2T_o + 1}$  bien plus faible. On peut alors dire qu'en réaction d'échange de charge sur un noyau lourd ( $T_o \gg 1$ ) on peuplera essentiellement l'état anti-analogue  $T_o - 1$ .

La transition vers l'état isobarique analogue peut être caractérisée par un élément de matrice de type Fermi ( $0^+, T_o \rightarrow 0^+, T_o$ )

$$\langle F \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \langle J_f || T^- || J_i \rangle \quad (2)$$

Sa position en énergie nous renseigne sur la partie de l'int-eff. N-N dépendant de l'isospin ( $V_T$ ).

La transition  $0^+ \rightarrow 1^+$  est elle, caractérisée par un élément de matrice du type Gamow-Teller

$$\langle GT \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \langle J_f || \sum_K \sigma_K \tau_K^- || J_i \rangle \quad (3)$$

où la somme sur  $K$  s'étend à tous les nucléons de la cible dont on peut changer le spin et l'isospin.

La position en énergie d'un tel état nous renseigne de manière unique sur la partie de l'interaction effective N-N qui dépend du spin ( $V_{\sigma T}$  par exemple). Son intensité est reliée directement au degré d'appariement des spins dans l'état fondamental du noyau. On peut donc étudier de manière sélective les propriétés dépendantes du spin dans les noyaux. Jusqu'en 1980 et à part quelques exceptions ( $^{12}\text{C}$ , quelques noyaux de  $A \leq 50$ ) on connaissait peu de chose sur ces degrés de libertés dans les noyaux.

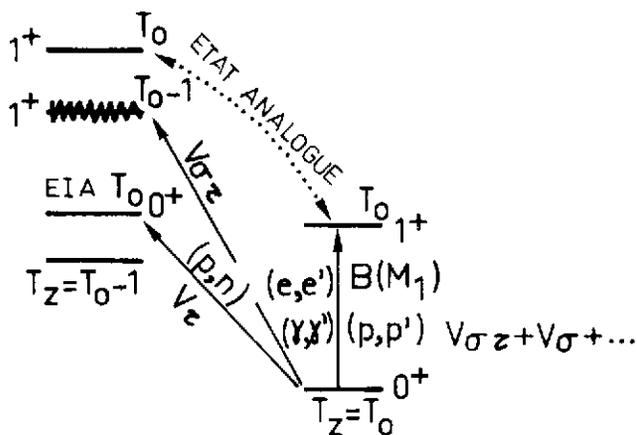


Fig.5 - Relation entre réactions  $(p,n)$ ,  $(p,p')$  et électromagnétiques dans l'excitation des états  $1^+$ .

## II.1 - Dépendance en énergie, en moment transféré de la section efficace d'échange de charge (p,n).

A basse énergie, la réaction d'échange de charge (p,n) a déjà joué un rôle historique puisque c'est dans l'étude de telles réactions qu'on a mis en évidence l'état isobarique analogue (Transition  $0^+ \rightarrow 0^+$  de Fermi.) dans les noyaux moyens et lourds<sup>2</sup>. Ainsi on a pu confirmer la validité du concept d'isospin dans les noyaux. C'est aussi à basse énergie qu'en 1975 le groupe de MSU a apporté la première preuve expérimentale de l'excitation de "résonances" Gamow-Teller dans divers noyaux lourds<sup>3</sup>. Ce résultat est montré dans la fig.6.

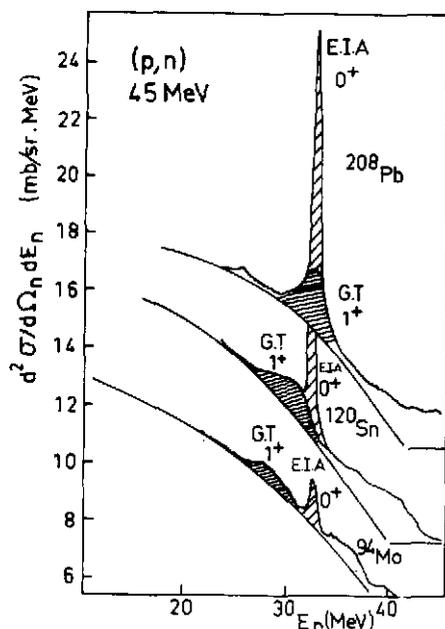


Fig.6-Spectre des neutrons émis lors de la réaction (p,n) sur des cibles de  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{120}\text{Sn}$  et  $^{94}\text{Mo}$  à 45 MeV d'énergie incidente. On reconnaît la population de l'état isobarique analogue (E.I.A.) et à côté une excitation plus faible et plus large attribuée à la résonance Gamow-Teller.

La fig.8 illustre la dépendance en moment transféré de la résonance géante G-T dans le cas de la réaction  $^{208}\text{Pb}(p,n)$  à 200 MeV. Près de  $0^\circ$  l'excitation  $1^+$  est dominante. Il s'agit d'une transition  $L=0$  ainsi que le montre la distribution angulaire. Par contre dès que l'on s'éloigne de  $0^\circ$ , la résonance  $L=0$  disparaît rapidement et on voit apparaître d'autres modes  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$  de multipolarités plus élevées,  $L=1$   $E_x=21$  MeV ou  $L=2$   $E_x=28$  MeV, tous ces résultats étant confirmés par des mesures de distributions angulaires (voir fig.8).

Dans tous les noyaux étudiés, le spectre des neutrons émis est dominé par l'état isobarique analogue ( $0^+$ ). Cependant on observe près de ce niveau, une excitation moins intense et plus étalée en énergie que les auteurs ont attribuée à la composante  $1^+$  de haute énergie prévue par Ikida et al.<sup>1</sup>. Cette hypothèse a reçu une confirmation éclatante dans l'étude de la même réaction (p,n) autour de  $0^\circ$  à plus haute énergie incidente par le groupe d'Indiana<sup>4,5</sup>. Quelques spectres typiques de cette étude systématique de la réaction (p,n) sont montrés dans les figs. 7 et 8. Les résultats illustrent parfaitement la dépendance en énergie et en moment transféré de cette transition  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ . On utilise la terminologie de Résonance géante Gamow-Teller à cause de la localisation de l'intensité observée dans un domaine d'énergie finie (largeur de l'état  $\approx 4$  MeV).

La première caractéristique des spectres de la fig.7 est la population de plus en plus forte de la résonance G-T ( $1^+$ ) relativement à la transition de Fermi ( $0^+$ ) au fur et à mesure que l'énergie incidente augmente lorsqu'on détecte le neutron émis près de  $0^\circ$ , e.g. dans la région où le moment transféré  $q \approx 0$ . L'état  $1^+$  de basse énergie (note  $1^{++}$  dans la fig.7) montre la même tendance. On peut même remarquer l'excitation faible de la composante  $1^+, T_0$  de la transition  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ .

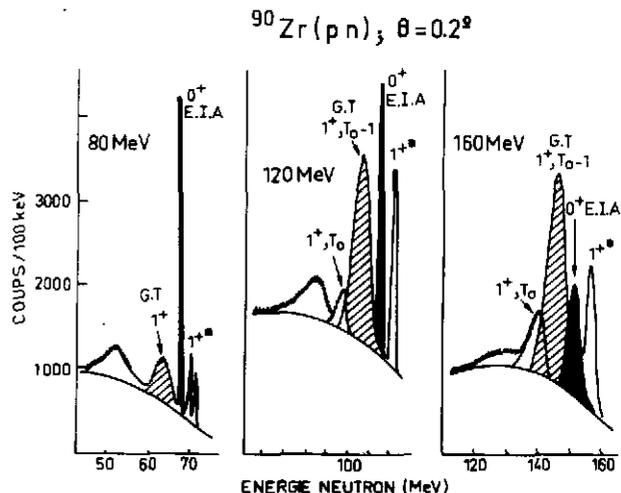
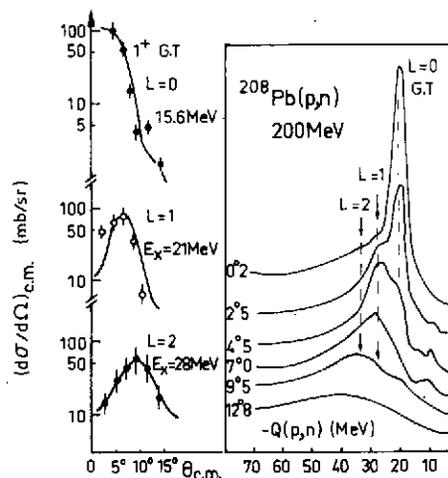


Fig.7-Spectre des neutrons émis près de  $0^\circ$  dans la réaction  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  à 80, 120 et 160 MeV d'énergie incidente. On reconnaît les transitions analogues ( $0^+$ ), Gamow-Teller de basse énergie ( $1^+$ ) la résonance G-T ( $1^+, T_0-1$ ) et la composante d'isospin supérieur  $1^+, T_0$ .

Une telle sélectivité de la réaction d'échange de charge (p,n) pour des énergies voisines de 200 MeV et pour un transfert d'impulsion pratiquement nul  $q \sim 0$  s'interprètent aisément dans le cadre du formalisme de la réaction d'échange de charge en approximation d'impulsion DWIA.

Fig.8 - Dépendance angulaire des excitations  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$  dans le  $^{209}\text{Bi}$ . Autour de  $0^\circ$  et à 200 MeV, le spectre de la réaction (p,n) sur le  $^{208}\text{Pb}$  est dominé par la transition  $L=0$ .



## II.2 - Le mécanisme de la réaction d'échange de charge.

La section efficace différentielle pour la réaction  $p + A \rightarrow p+A$  élastique  
 peut s'écrire  $\rightarrow p'+A^*$  inélastique  
 $\rightarrow n+B$  échange de charge

$$d\sigma/d\Omega(\theta) = \left(\frac{1}{\pi k^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} |T_{fi}|^2 \quad (4)$$

l'amplitude de transition  $T_{fi} = \int \chi_f^{(-)*} \langle \Psi_f | t_{ip} | \Psi_i \rangle \chi_i^{(+)} d\vec{r}$  (5)

où  $\chi_f, \chi_i$  représentent les ondes distordues décrivant la diffusion élastique dans les voies d'entrée et de sortie.

Toute l'information de structure nucléaire est contenue dans le facteur de forme  $\langle \Psi_f | t_{ip} | \Psi_i \rangle$  qui dépend des fonctions d'ondes des états initiaux et finaux  $\Psi_i, \Psi_f$  et de l'interaction effective entre le projectile p avec le  $i^{\text{eme}}$  nucléon de A.  $t_{ip}$  est une fonction locale, complexe dont les éléments de matrice reproduisent la diffusion Nucléon-Nucléon libre à l'énergie considérée.

$t_{ip} = (1 - P_{ip}) V_{\text{eff}}$  où  $P_{ip}$  est l'opérateur d'échange des variables d'espace, de spin et d'isospin et  $V_{\text{eff}}$  est la somme d'interactions élémentaires à deux corps  $V_{ip}$  entre le projectile et les nucléons de la cible. Une paramétrisation de cette interaction effective a été donnée dans la formule (1).

Dans le cas d'une réaction d'échange de charge, seuls les termes isovectoriels ( $V_\tau, V_{\sigma\tau}, V_{LS\ddagger}$  et  $V_{T\ddagger}$ ) contribuent à la section efficace. Love et Franey<sup>6</sup> ont calculé les amplitudes de tous les termes de l'interaction N-N en fonction de l'énergie incidente (100-800 MeV) et du moment transféré ( $q$  de 0 à  $3.5 \text{ fm}^{-1}$ ). La dépendance en moment transféré pour une énergie d'environ 200 MeV est montrée dans la fig.9 ; la dépendance en énergie entre 100 et 300 MeV pour un moment transféré voisin de 0 est présentée dans la fig. 10. On peut tirer de ces deux figures les conclusions suivantes :

- a) qu'au voisinage de  $q \approx 0$  seuls les termes  $V_\tau$  et  $V_{\sigma\tau}$  contribuent à la section efficace d'échange de charge.

Les termes tenseur et spin-orbit étant quasi-nuls.

- b) Toujours pour  $q \approx 0$  le terme  $V_{\sigma\tau}$  est de 3 à 20 fois plus important que tous les autres termes (en particulier  $V_{\sigma\tau} \approx 3V_{\tau}$ ) pour des énergies comprises entre 150 et 300 MeV)

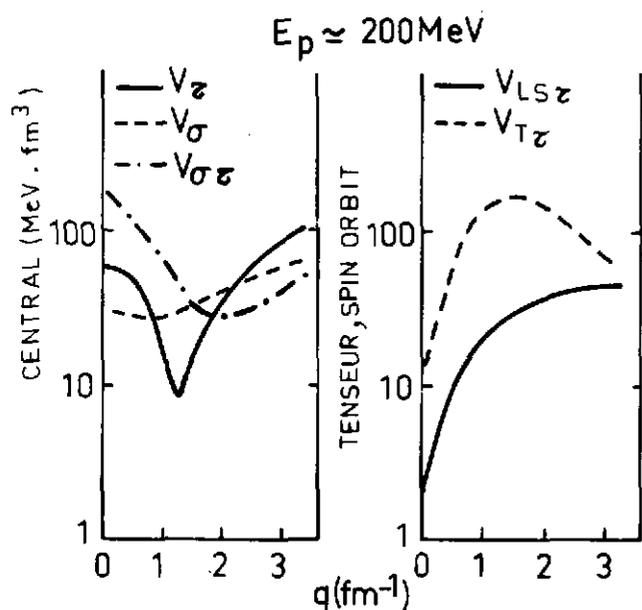


Fig.9 - Dépendance en moment transféré pour  $E_p=200$  MeV des termes  $V_{\tau}$ ,  $V_{\sigma\tau}$ ,  $V_{LST}$  et  $V_{LT\tau}$  de l'interaction N-N.

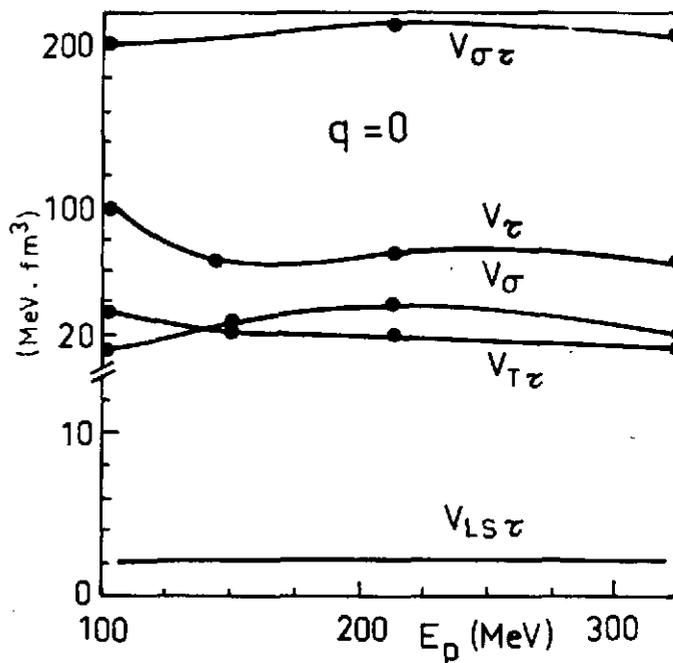


Fig.10 - Dépendance en énergie pour  $q=0$  des termes  $V_{\sigma}$ ,  $V_{\tau}$ ,  $V_{\sigma\tau}$ ,  $V_{LST}$  et  $V_{LT\tau}$  de l'interaction N-N.

Dans ces conditions, la section efficace (p,n) à 200 MeV est près de  $0^\circ$  est dominée par la transition G-T ( $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ ,  $L=0$  à cause du terme  $V_{\sigma\tau}$ ) en accord avec les observations expérimentales. Les réactions d'échange de charge entre 150 et 400 MeV/nucléon apparaissent comme un filtre pour les modes d'excitations  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ .

### 11.3 - Difficultés expérimentales liées à la réaction (p,n) à haute énergie.

S'il a fallu attendre vingt ans entre la prédiction théorique des résonances Gamow-Teller et leur découverte expérimentale, ce décalage n'était pas seulement dû à la dépendance en énergie et en moment transféré de l'interaction N-N, dépendance connue depuis longtemps mais aussi à la difficulté de détection de neutrons de grande énergie ( $E_n > 100$  MeV) avec une efficacité et une résolution en énergie suffisante pour obtenir des spectres où une telle sélectivité puisse être établie sans ambiguïté.

Cette systématique des réactions (p,n) a été conduite auprès du cyclotron d'Indiana. Le faisceau de protons d'énergie variable entre environ 50 et 210 MeV avait typiquement : une structure en temps constituée de pulses d'environ 0.5 ns de largeur séparés de 10 à 20 ns suivant la fréquence d'accélération, une résolution en énergie d'environ  $10^{-3}$ , une émittance de quelques  $\pi$  mm-mrd et une intensité moyenne de l'ordre du  $\mu$ A.

Le principe de la mesure de l'énergie des neutrons (de quelques eV à quelques centaines de MeV) repose sur une mesure du temps de vol du neutron ( $T_n$ ) entre la cible et le détecteur ( $T_n$  en ns/m =  $72/\sqrt{E_n}$ ), cette mesure étant prise entre le pulse du faisceau cyclotron ( $\Delta t=0.5$  ns) et l'instant d'arrivée d'un neutron dans le détecteur.

La détection de neutrons de grande énergie pose de manière très critique le problème du compromis à réaliser avec un détecteur de neutrons.

- 1) l'efficacité  $\epsilon$  étant toujours très inférieure à 1, pour accroître le produit de l'efficacité de détection  $\epsilon$  par l'angle solide du détecteur  $\Omega$  (c'est-à-dire le taux de comptage), on cherche à construire de très grands détecteurs.

En effet, pour des neutrons de 100 MeV, si on veut mesurer leur énergie avec une résolution  $\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \times 10^{-3}$  sachant que la résolution en temps ne peut être meilleure que 0.5 ns il faut un temps de vol de 70 m. Si le détecteur est un disque de 12 cm de diamètre (phototube de 5 inches) on obtient un angle solide de  $2.3 \cdot 10^{-6}$  sr à 70 m.

- 2) On cherche à construire de très grands détecteurs (grand volume) mais alors on risque de détruire la résolution en temps donc la résolution en énergie ( $2 \frac{\Delta t_n}{t_n} = \frac{\Delta E_n}{E_n}$ )

Les équipes d'Oak-Ridge et de Ohio State University ont construit des détecteurs de grande surface ( $s = 0.5-1 \text{ m}^2$ ) pouvant atteindre des résolutions en temps inférieures à 1 ns pour des neutrons de 100-200 MeV<sup>7</sup>. Le schéma de la ligne expérimentale est donné dans les figs. 11 et 12.

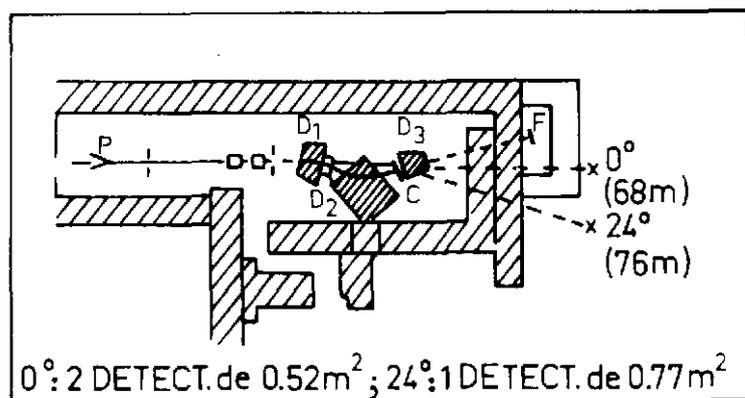


Fig. 11 - Représentation schématique de la ligne de temps de vol du cyclotron d'Indiana.  
 p = faisceau incident, F : Faraday,  
 C : Cible, D = Dipole.

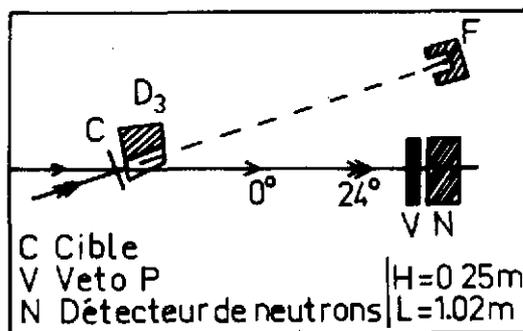


Fig. 12 - Détails de la portion de la ligne située entre la cible et les détecteurs de neutrons.

Le faisceau de protons incident peut faire un angle variable sur la cible C compris entre 0° et 24° grâce à l'ensemble des dipôles  $D_1$  et  $D_2$  (voir fig. 11). Après diffusion sur la cible C le faisceau de protons peut être repris et focalisé (après traversée de la cible) dans la cage de Faraday F en utilisant le dipôle  $D_3$ .

Le long de la direction du faisceau non dévié (0°) est installée à 68 m de la cible une station de détection de neutrons (2 détecteurs de  $0.52 \text{ m}^2$ ). Pour les neutrons émis entre 24° et 48° par rapport à la direction du faisceau sur la cible, une deuxième station située à 76 m de C et comportant un détecteur de  $0.77 \text{ m}^2$  est utilisée.

Ce système a trois dipôles ( $D_1, D_2, D_3$ ) appelé "Beam Swinger" permet, par variation de l'angle d'incidence du faisceau sur la cible et grâce à 2 stations de comptage fixes (0°, 24°), des mesures de distributions angulaires entre 0° et 48°. Les courants dans  $D_1$  et  $D_2$  fixent l'angle d'incidence sur la cible, le courant dans  $D_3$  amène le faisceau direct sur une cage de Faraday fixe et blindée. Quelques détails du système de détection de neutrons sont représentés schématiquement dans la fig. 12. Le système comprend un détecteur Veto (V) pour éliminer par

anticoïncidence les protons diffusés (plastic de 6.35mm d'épaisseur, 2 fois 0.305 m x 1.22 m pour les autres dimensions) et 2 grands détecteurs de neutrons (plastic NE102) de 0.25 m de hauteur et 1m x 1m, le tout combiné pour obtenir une surface de détection de 0.52 m<sup>2</sup>.

Pour fixer les idées à 100 MeV, pour une section efficace de 20 mb/sr et une cible de 20mg/cm<sup>2</sup> on obtient, malgré une efficacité de détection de 3 à 5%, un taux de comptage de 20 cp/s ce qui permet d'obtenir une distribution angulaire complète en (p,n) au bout de quelques heures.

La mise au point de cette ligne de détection a été déterminante pour l'étude systématique des transitions  $\Delta T = 1$ ,  $\Delta S = 1$  dans les noyaux moyens et lourds.

#### II.4 - Analyse des résultats - Sections efficaces (p,n) à 0° et Règles de somme.

Nous avons montré précédemment que la section efficace à 0° de la réaction (p,n) était essentiellement due aux termes  $V_\tau$  et  $V_{\sigma\tau}$  de l'interaction effective N-N. On peut donc l'écrire

$$d\sigma/d\Omega (0^\circ) = \left(\frac{\mu}{\pi k_i^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \left\{ N_\tau^D |J_\tau \langle F \rangle|^2 + N_{\sigma\tau}^D |J_{\sigma\tau} \langle GT \rangle|^2 \right\} \quad (6)$$

où  $J_\tau$  et  $J_{\sigma\tau}$  sont les amplitudes des intégrales de volume des termes  $V_\tau$  et  $V_{\sigma\tau}$  de l'interaction N-N,  $\langle F \rangle$  et  $\langle GT \rangle$  sont les éléments de matrices de Fermi et Gamow-Teller des transitions considérées (voir §II, équation 2,3).

Les termes  $N_\tau^D$  et  $N_{\sigma\tau}^D$  sont les facteurs de réductions de la section efficace dues à l'adaptation des ondes distordues de la voie d'entrée et de la voie de sortie

$$N^D = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{DW}}{(d\sigma/d\Omega)_{PW}} \quad \theta=0^\circ$$

$(d\sigma/d\Omega)_{DW}$  section efficace calculée en ondes distordues,  $(d\sigma/d\Omega)_{PW}$  calculée en ondes planes.

Ce facteur  $N_D$  montre une variation exponentielle douce et continue en fonction de la masse ; il est peu sensible aux fonctions d'onde des états initiaux et finaux ainsi qu'à la valeur de  $Q$  de la réaction.

A présent, supposons qu'il existe certaines transitions pour lesquelles on a aussi mesuré le taux de désintégration  $\beta$  donné par la relation

$$1/\beta t = G_V^2 \langle F \rangle^2 + G_A^2 \langle GT \rangle^2 \quad (6)$$

alors les équations (5) et (6) permettent une comparaison directe entre la section efficace (p,n) à 0° et la désintégration  $\beta$ . Goodman et al. ont les premiers proposé de calibrer la section efficace (p,n) à 0° en utilisant les données de la désintégration  $\beta$  connues pour un certain nombre de transitions Fermi, Gamow-Teller ou mixtes et en mesurent pour ces mêmes transitions  $(d\sigma/d\Omega)_{0^\circ}$ . A partir des relations (5) et (6) on peut définir les quantités

$$K = \frac{d\sigma}{d\Omega} (0^\circ) \left(\frac{\mu}{\pi k_i^2}\right)^2 (k_i/k_f) N^D \quad (7) \quad \text{équivalent à une section efficace réduite}$$

$$\text{et} \quad \langle ME \rangle^2 = \langle GT \rangle^2 + \frac{N_\tau^D}{N_{\sigma\tau}^D} \frac{J_\tau^2}{J_{\sigma\tau}^2} \langle F \rangle^2 \quad (8) \quad \text{équivalent à un élément de matrice effectif}$$

$$\text{La relation (5) peut s'écrire} \quad K = J_{\sigma\tau}^2 \langle ME \rangle^2 \quad (9)$$

On voit apparaître une relation linéaire entre  $K \sim d\sigma/d\Omega (0^\circ)$  et  $\langle ME \rangle^2$  ( $\sim$  aux taux de désintégration  $\beta^-$ ) et on peut ainsi en déduire  $J_{\sigma\tau}$ ,  $J_\tau$  ainsi que le montre la fig. 13. Cette calibration étant effectuée on peut en déduire à partir de la mesure de  $(d\sigma/d\Omega)_{0^\circ}$  les valeurs des éléments de matrice  $\langle GT \rangle$ .

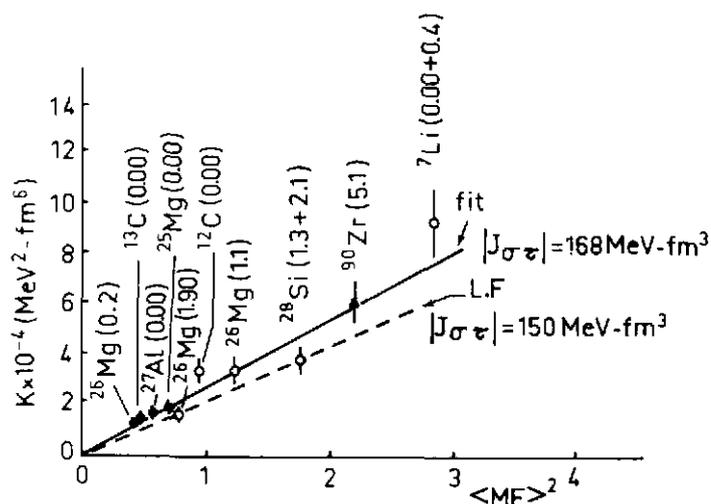


Fig.13 - Section efficace réduite en fonction des éléments de matrice effectifs pour diverses transitions du type F ou GT. Les deux courbes correspondent aux prédictions du modèle de Love et Franey<sup>6</sup> ou à un fit empirique.

Cette calibration effectuée et les transitions GT pour un très grand nombre de noyaux moyens et lourds, ayant été observées<sup>9</sup> on peut comparer l'intensité  $\langle GT \rangle$  ainsi observée aux règles de sommes que l'on peut introduire de la manière suivante.

L'intensité totale des transitions  $\langle GT \rangle$ , pour un noyau ayant un excès de neutrons doit être égal ou plus grande que cet excès de neutrons  $(N-Z)$ . Le raisonnement simple qui le montre est qu'un neutron lié peut se transformer en un proton avec les mêmes degrés de liberté qu'un neutron libre sauf si la transition est bloquée par l'occupation des protons dans les états finaux. Cependant on ne peut bloquer plus de transitions qu'il n'y a de protons disponibles.

Une dérivation exacte de cette règle de somme conduit à la relation entre les opérateurs  $\sigma$  (transition  $\beta^-$ ) et  $\sigma^\dagger$  (transition  $\beta^+$ ), les états finaux  $f$  et l'état initial  $i$ , suivante

$$\sum_f |\langle f | \sigma_- | i \rangle|^2 - \sum_f |\langle f | \sigma_+ | i \rangle|^2 \equiv 3(N-Z) \quad (9)$$

on avait défini la relation  $\langle GT \rangle^2 = |\langle f | \sigma_- | i \rangle|^2$  d'où

$$\sum \langle GT \rangle^2 \geq 3(N-Z) \quad (10)$$

La fig. 14 montre le résultat déduit de toutes les analyses des transitions  $\langle GT \rangle$  dans les noyaux moyens et lourds soit la courbe  $\langle GT \rangle^2 = f(N-Z)$ . Dans tous les cas on observe que 30%-40% au maximum de cette règle de somme. Plusieurs explications sont possibles pour interpréter un tel résultat.

- 1) la relation entre la section efficace (p,n) et l'élément de matrice (G-T) est fautive
- 2) une partie de la force est fragmentée mais peut être aussi contenu dans le fond continu sous-jacent (voir figs. 7 et 8)
- 3) les intensités manquantes se trouvent à beaucoup plus haute énergie d'excitation ( $E_x > 50$  MeV).

Dans ce cas une des interprétations les plus

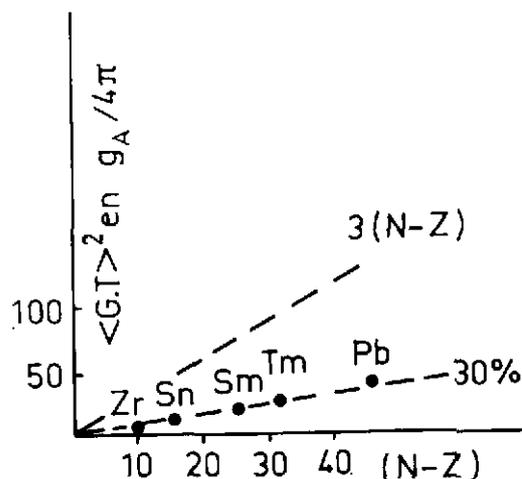


Fig.14-Intensités des transitions GT dans les noyaux moyens et lourds en fonction de  $(N-Z)$ . Les points expérimentaux s'alignent sur une droite qui représente 30% de la règle de somme  $3(N-Z)$ .

intéressantes est de tenir compte de degrés de liberté non-nucléoniques en particulier qu'un état  $\Delta$ -trou ( $\Delta N^{-1}$ ) peut se coupler à l'état normal particule-trou ( $N-N^{-1}$ ) et qu'une partie de la force se trouve concentrée dans une composante  $\Delta N^{-1}$  au-dessus de 300 MeV d'énergie d'excitation.<sup>10</sup>

Nous allons examiner l'hypothèse liée à la soustraction du fond continu laissant pour la fin l'interprétation en termes de configurations  $\Delta$ -trou.

## II.5 - INTENSITE MANQUANTE ET SOUSTRACTION DU FOND CONTINU

Les structures observées à relativement haute énergie d'excitation dans une région où la densité des niveaux est grande ( $5 < E_x < 20$  MeV) posent toujours le problème d'évaluer le fond continu sous-jacent à ce type d'excitations. Cette détermination joue un grand rôle dans l'examen des règles de sommes dans le cas de résonances géantes ou des états à une particule dans le continu. Dans notre cas aussi la décomposition du spectre en résonance et fond continu limite sérieusement la précision avec laquelle on extrait la section efficace (donc l'intensité) pour les transitions  $\Delta S = 1$ ,  $\Delta T = 1$ . Avant d'avancer l'idée "exotique" selon laquelle la force manquante est due au mélange de la configuration  $\Delta N^{-1}$  avec celle  $NN^{-1}$  il est d'une extrême importance de calculer le fond continu de la façon la plus précise possible.

Pour la réaction (p,n) à haute énergie incidente Osterfeld et al.<sup>11</sup> ont développé un modèle de réaction qui calcule à partir des mêmes hypothèses, à la fois le spectre discret et le fond continu observés dans les réactions (p,n) à  $E_p > 100$  MeV.

Les hypothèses de base sont les suivantes :

- le mécanisme de la réaction (p,n) est direct ; tout le spectre est le résultat d'une réaction à une étape,
- l'interaction eff. projectile-noyau peut être approximée par la matrice  $t$  (à partir des déphasages nucléon-nucléon libre),
- les seuls niveaux peuplés sont de configurations simples 1 particule-1 trou. Ils peuvent être liés, quasi-liés ou dans le continu. La paire particule-trou est couplée à un spin et une parité  $J^\pi \leq 3^+$ . On peut obtenir la contribution au fond continu pour chaque multipolarité.
- les sections efficaces sont calculées dans le cadre de l'approximation DWIA.

La fig. 15 montre le spectre expérimental (trait plein) obtenu lors de la réaction  $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$  à  $0^\circ$  et 160 MeV d'énergie incidente. Le fond expérimental empirique soustrait est représenté par la ligne en trait plein. La contribution d'état  $1^+$  calculée par la méthode décrite plus haut est représentée par la ligne en trait pointillé. La différence est représentée par la zone hachurée. L'erreur sur la contribution du fond est importante et est

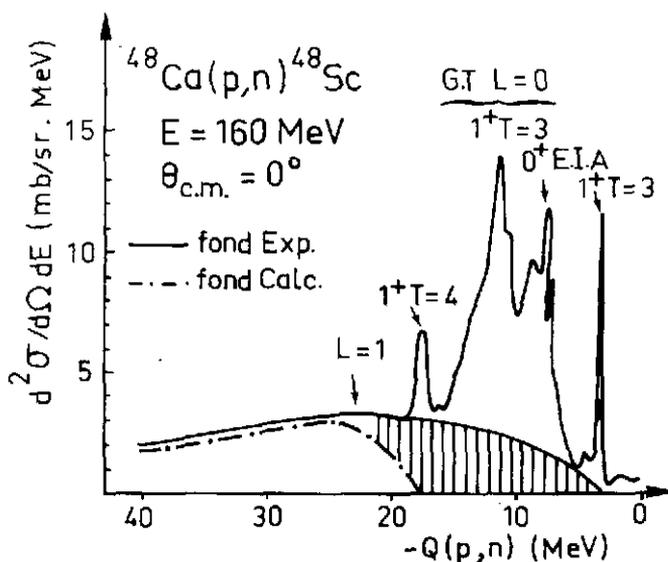


Fig.15 - Spectre à  $0^\circ$  de la réaction  $^{48}\text{Ca}(p,n)$  à 160 MeV (trait plein).

évaluée à environ 30%. L'intensité totale Gamow-Teller passe alors de 43 à 51% de la règle de somme.

Cet exemple montre bien les incertitudes liées à cette détermination de la règle de somme G-T. Cependant de telles estimations sont encore loin de répondre à la question de savoir où se trouve l'intensité manquante qui est encore de l'ordre de 50%.

### III - MISE EN EVIDENCE DES TRANSITIONS M1 EN DIFFUSION INELASTIQUE DE PROTONS

Depuis longtemps on ne comprenait pas pourquoi on ne parvenait pas à mettre en évidence dans les études de diffusions inélastiques d'électrons, de photons et de protons  $(e,e')$ ,  $(\gamma,\gamma')$  ou  $(p,p')$  des transitions M1 d'intensité notable dans les noyaux de masse  $A > 60$ .

Le problème gagne encore en acuité au moment où l'on vient de mettre en évidence les résonances G-T en réaction d'échange de charge dans tous les noyaux jusqu'au  $^{208}\text{Pb}$ <sup>9</sup>. Cette transition G-T est interprétée comme l'état analogue de la transition M1 dans le noyau parent ou plus exactement la composante  $T_0-1$  de l'état analogue (voir fig. 5). Les groupes d'Orsay et MSU, tirant la conclusion que ces transitions sont excitées par l'intermédiaire du terme  $V_{\sigma\tau}$  de l'interaction effective N-N et dominent le spectre  $(p,n)$  à  $q \approx 0$  et vers 200 MeV d'énergie incidente, ont développé un programme expérimental d'étude de la réaction  $(p,p')$  à 201 MeV d'énergie incidente et à faible transfert ( $\theta \approx 2^\circ-5^\circ$ ) auprès du Synchrocyclotron d'Orsay<sup>12</sup>. Bien qu'en  $(p,p')$  la situation soit plus complexe (transfert  $\Delta T = 0$  et 1), d'où importance plus grande des termes  $V_{\sigma}$ ,  $V_{LS}$  et  $V_{\text{tenseur}}$ , les conditions citées plus haut devraient permettre d'exciter avec la même sélectivité les transitions M1. La difficulté majeure réside dans l'étude de la diffusion inélastique de protons à petits angles à cause de la présence de la queue de diffusion élastique et donc du fond expérimental qui peut masquer l'observation des phénomènes recherchés.

#### III.1 - Système de détection à haute résolution et reconstruction des trajectoires

Le faisceau de protons de 201 MeV extrait du synchrocyclotron d'Orsay est analysé à l'aide de deux aimants et un transport achromatique permet d'obtenir une tache de 8 à 10 mm de diamètre au centre de la chambre à réaction où sont disposées les cibles. Les protons diffusés inélastiquement à petits angles par la cible sont détectés dans le plan focal du grand spectromètre "Montpellier" au moyen d'un système de détection à haute résolution en position et qui permet de reconstruire les trajectoires des particules diffusées. Cette propriété est essentielle pour éliminer la grande majorité des événements provenant de diffusions parasites sur les diaphragmes, fentes etc ... et qui ne correspondent pas à une trajectoire issue de la cible et aboutissant à une position déterminée dans le plan focal.

La fig. 16 montre un schéma du dispositif utilisé dans la région de la cible lors des mesures à petits angles. Le faisceau direct est arrêté dans une cage de Faraday (bloc de graphite) le faisceau diffusé à petit angle ( $\theta$ ) passe par les diaphragmes d'entrée du spectromètre et ensuite courbé par le champ magnétique régnant dans l'entrefer du spectromètre.

La fig. 17 schématise le principe utilisé pour déterminer précisément la position des particules le long du plan focal, leur nature, et la reconstruction de trajectoire permettant d'éliminer les événements ne correspondant pas à la bonne géométrie. En haut, pour la

trajectoire émise à un angle  $\theta$  on mesure sa position  $y_1$  et  $y_2$  ( $\Delta y/y \leq 0.3$  mm) grâce à deux chambres multifils CH1, CH2. Ces mesures de la position permettent de calculer la position vraie  $y_0$  le long du plan focal du spectromètre et donc de connaître à la fois l'énergie et l'angle d'émission de la particule détectée.

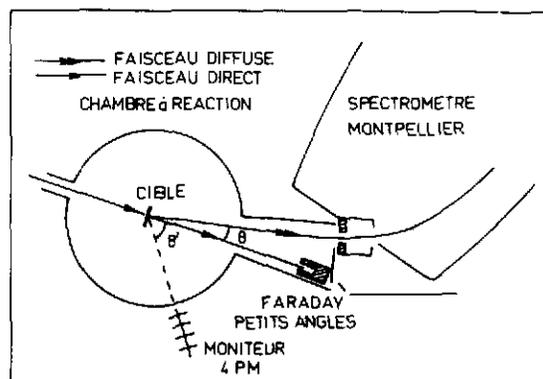


Fig. 16 - Schéma de principe de la détection des particules diffusées à petits angles dans la région de la cible à l'aide du spectromètre Montpellier.

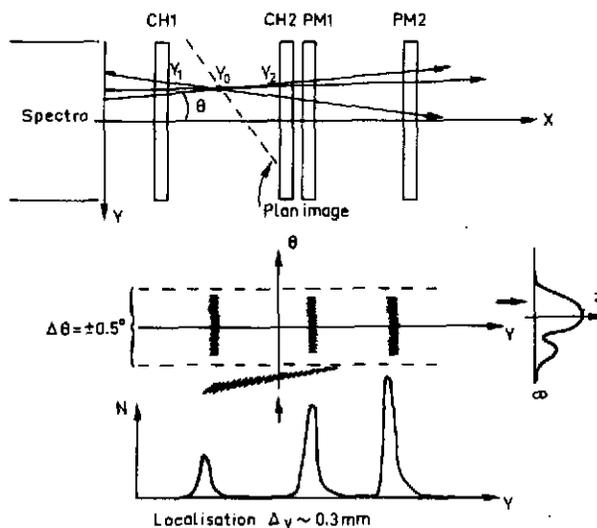


Fig. 17 (haut) Détermination de la position et de la nature de la particule diffusée à un angle à l'aide de deux chambres multifils (CH1, CH2) et des deux plastics (PM1, PM2) placés dans la région du plan focal du spectromètre Montpellier.

Les signaux  $y_1$  et  $y_2$  issus des chambres CH1 et CH2 et coïncidant en temps sont validés par les signaux de pertes d'énergie fournis par les plastics PM1 et PM2. On s'assure ainsi de la nature de la particule détectée (p, d,  $\alpha$  etc...).

Bas-Spectre bidimensionnel  $y=f(\theta)$  permettant de reconstituer les trajectoires des particules issues de la cible et correspondant à l'ouverture angulaire du spectromètre. Projections de ce spectre suivant les axes  $\theta$  et  $y$  (voir texte).

La partie inférieure de la fig 17 illustre le principe utilisé pour la reconstruction des trajectoires. Le spectre bidimensionnel  $y = f(\theta)$  montre des accumulations d'événements correspondant à une position  $y$  précise, le tout contenu dans une fenêtre angulaire  $\Delta\theta$  égale à l'ouverture angulaire du spectromètre (ici  $\Delta\theta = \pm 0.5^\circ$ ). La traînée continue d'événements située hors de cette fenêtre  $\Delta\theta$  est caractéristique de diffusions parasites et peut être éliminée par projection suivant l'axe  $\theta$ . Le spectre en position  $N = f(y)$  est alors obtenu et ne sont observées que les raies discrètes correspondant aux différents niveaux excités du noyau étudié. Ce système de détection (spectromètre + détecteur) permet de supporter de très haut taux de comptage et donc de sélectionner sans ambiguïté un nombre d'événements très faible au milieu d'un très grand bruit de fond. Une description détaillée de cet ensemble peut être trouvée dans la réf. 13.

### III.2 - Résultats expérimentaux - Diffusion inélastique de protons sur les isotopes du Zr et sur les noyaux de la couche fp.

Le premier exemple de transition M1 observée en diffusion inélastique de protons a été obtenu dans le cas des isotopes du Zr. Un pic large est observé vers 8 MeV d'énergie d'excitation dans tous les isotopes pair-pair du Zr,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$  et  $^{96}\text{Zr}$  ainsi que le montre la fig. 18. Ce résultat expérimental a été confirmé par des expériences ultérieures réalisées à TRIUMF<sup>14</sup> et LOS ALAMOS<sup>15</sup> sur la cible de  $^{90}\text{Zr}$ . Les arguments en faveur de l'identification de cette structure large avec la transition M1 peuvent être résumés ainsi,

L'énergie d'excitation (8-9 MeV) est en accord avec les prévisions théoriques de Bertsch<sup>16</sup> et

en accord avec la valeur trouvée pour la résonance Gamow-Teller  $1^+$ , To-1 observée dans la réaction  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  à 200 MeV. Les distributions angulaires de ces transitions sont très piquées à l'avant, caractéristiques d'un transfert  $L = 0$ . De plus ces distributions angulaires sont en accord avec l'allure prévue par un calcul théorique en ondes distordues (DWBA), et avec celle mesurée d'un état  $1^+$  connu dans le  $^{40}\text{Ca}$ .

Cette mesure expérimentale de la distribution angulaire de l'état  $1^+$  à 10.31 MeV dans le  $^{40}\text{Ca}$  a été effectuée lors de l'étude des réactions  $^{40}\text{Ca}(p,p')^{40}\text{Ca}$  et  $^{90,92,94,96}\text{Zr}(p,p')$  à 201 MeV. Enfin, la distribution angulaire de la transition G-T,  $1^+$ , To-1 décrite dans l'expérience  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  à 200 MeV est aussi en très bon accord avec celle des transitions M1 dans les isotopes du  $^{90}\text{Zr}$ .

L'ensemble de ces arguments sont résumés dans la fig.19. Nous reviendrons plus loin sur l'analyse théorique de ces distributions angulaires.

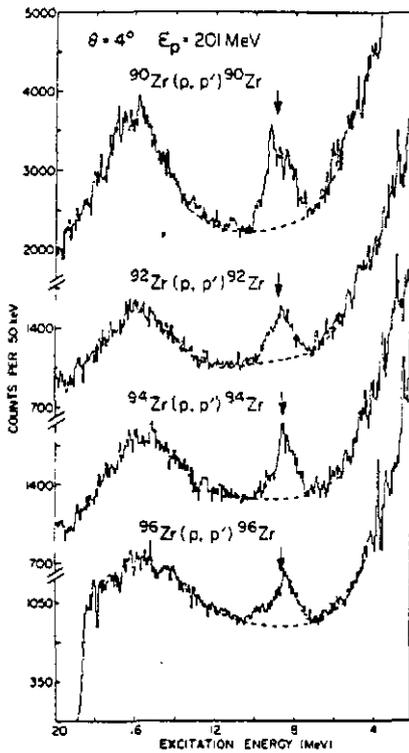


Fig.18 - Spectre en énergie des protons diffusés inélastiquement par les cibles de  $^{90,92,94,96}\text{Zr}$ . La flèche indique la position de la résonance M1.

Depuis cette première mesure l'étude systématique de ces transitions a été étendue à une très large gamme de noyaux. Les transitions M1 ont été observées depuis la masse 40 jusqu'à la masse 140 environ en réaction  $(p,p')$  à 201 MeV par les groupes d'Orsay et de MSU<sup>17</sup>. Dans les 26 noyaux étudiés les transitions M1 apparaissent soit comme des structures larges soit comme des pics étroits avec des distributions angulaires toujours très fortement piquées à l'avant. Une caractéristique importante est la difficulté d'observer de telles transitions dans les noyaux lourds ( $A > 120$ ). Bien que la section efficace pour l'excitation d'états  $1^+$  reste à peu près constante, le fond continu sous-jacent augmente considérablement avec  $Z$  du noyau cible, ceci à cause de la queue de la diffusion élastique. La limitation étant ici liée directement aux caractéristiques en émittance du faisceau et à la capacité du système de détection à sélectionner les bons événements.

Avant de passer à la discussion de ces résultats expérimentaux, c'est-à-dire à leur analyse dans

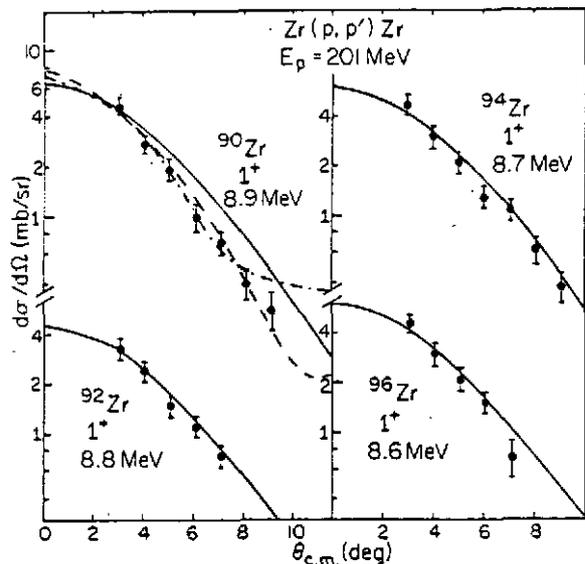


Fig.19 - Distributions angulaires des transitions M1 dans les isotopes du  $^{90,92,94,96}\text{Zr}$ . La courbe en trait plein est un calcul DWBA pour  $L=0$ . La courbe en trait pointillé est celle obtenue pour la transition G-T,  $1^+$  dans l'étude de la réaction  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  à 200 MeV.

le cadre d'un modèle de réaction pour en extraire l'intensité de ces transitions, je voudrais présenter un résultat important : celui obtenu dans le cas de la réaction  $^{48}\text{Ca}(p,p')$  à 201 MeV, exemple qui a servi à l'introduction et qui servira par la suite à la comparaison des différentes règles de sommes obtenues dans l'étude des réactions  $(p,p')$  ou  $(p,n)$ .

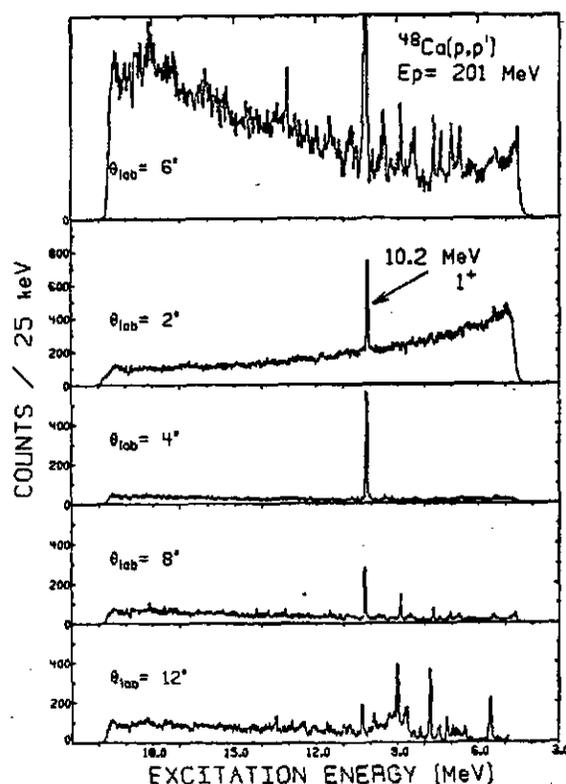
Le spectre de la réaction  $^{48}\text{Ca}(p,p')$  à 201 MeV est présenté dans la figure 20 pour différents angles de diffusion. Très à l'avant  $\theta = 2^\circ - 4^\circ$  un seul pic très étroit à 10.2 MeV domine le spectre observé. On note d'abord la sélectivité d'une telle excitation à 200 MeV et à  $\theta = 0^\circ$ . De plus, cette section efficace décroît très fortement au fur et à mesure que l'angle augmente. A  $\theta = 8-12^\circ$  elle disparaît presque totalement alors qu'apparaissent dans le voisinage immédiat d'autres états. Enfin, il y a peu de problèmes liés à la soustraction du fond continu, la section efficace du pic à 10.2 MeV peut être obtenue avec une très bonne précision.

A cause de la simplicité de sa structure

$$\left[ \left( f_{7/2} \right)_n^{-1} \otimes \left( f_{7/2} \right)_n^{+1} \right]_{1+} \quad \text{l'état } 1^+ \text{ du}$$

$^{48}\text{Ca}$  est d'un intérêt particulier pour l'étude des transitions  $M_1$ ,  $\Delta L = 0$ ,  $\Delta S = 1$ ,  $\Delta T = 1$  dans les noyaux moyens et lourds. Cet état avait été observé en premier dans la diffusion inélastique d'électrons à basse énergie et aux angles arrières<sup>18</sup>. La transition analogue G-T a aussi été mise en évidence dans l'étude de la réaction  $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$  à 160 MeV<sup>19</sup> (voir §II.5). Ainsi une comparaison de l'intensité de cette transition  $\Delta L = 0$ ,  $\Delta S = 1$ ,  $\Delta T = 1$  obtenue par différentes approches peut être effectuée et éclairer d'un jour particulier le problème déjà évoqué de force manquante.

Fig.20 - Spectres des protons diffusés inélastiquement par une cible de  $^{48}\text{Ca}$  à différents angles. Le spectre du haut a une échelle verticale volontairement amplifiée pour permettre d'observer les petites transitions situées autour de l'état à 10.2 MeV.



### III.3 - Analyse des résultats et modèle de réaction utilisé en diffusion inélastique de protons.

Les sections efficaces de la réaction  $(p,p')$  à 200 MeV calculées dans le cadre de la théorie des réactions directes en approximation de Born (DWBA ou DWIA) comportent trois ingrédients essentiels qui entrent comme des paramètres dans les codes de calcul. la formulation générale est identique à celle donnée dans le paragraphe II.2, formule (5).

#### - LE POTENTIEL OPTIQUE -

Il décrit la diffusion élastique dans la voie d'entrée et de sortie. De manière idéale, on mesure cette diffusion élastique à l'énergie de bombardement requise mais on peut utiliser les systématiques établies quant à la variation avec la masse et l'énergie des paramètres décrivant ces voies (profondeur et géométrie du puits de potentiel)<sup>20</sup>. Il sert à calculer les ondes

distordues. En utilisant différentes paramétrisations de ce potentiel on aboutit généralement à des sections efficaces variant au maximum de 10%.

- LES FONCTIONS D'ONDE DE L'ETAT INITIAL (cible) ET FINAL (transition M1)

Dans le cadre du modèle en couche, une transition M1 est décrite par une configuration particule-trou ( $j_> = l + 1/2$ ,  $j_< = l - 1/2$  voir fig.1). Dans les noyaux pair-pair elle correspond à un transfert de spin total  $\Delta J = 1$  sans changement de parité ( $1^+$ ). Le transfert d'isospin  $\Delta T$  peut être de 1 ou 0, on les appelle respectivement "isovectorielle" ou "isoscalaire". Les deux sont possibles en (p,p') alors qu'en (p,n) seul le transfert  $\Delta T = 1$  est permis.

L'état  $1^+$  dans les isotopes du Zr peut être caractérisé par une fonction d'onde du type  $(g_{9/2})^{-1}(g_{7/2})^{+1}$ . Dans le cas  $^{48}\text{Ca}$  il s'agit d'une configuration presque pure  $(f_{7/2})^{-1}(f_{5/2})^{+1}$ . Dans d'autres noyaux comme ceux de la couche s-d des fonctions d'ondes plus complètes sont disponibles. C'est probablement dans cette description des fonctions d'ondes que la dépendance par rapport au modèle est la plus grande.

- L'INTERACTION Vip est utilisée pour décrire la transition. En (p,p') on peut utiliser plusieurs approches,

- Un facteur de forme macroscopique (dérivée d'un puits de Wood-Saxon  $1/r \text{ du/dr}$ ). On peut ainsi calculer la distribution angulaire pour différents L transférés. A 200 MeV ces distributions angulaires sont très caractéristiques ainsi que le montre la fig. 21. On observe bien la remontée des sections efficaces à  $0^\circ$  pour  $L=0$  et donc à faible transfert ces transitions sont beaucoup plus grandes que toutes les autres.
- Pour obtenir une section efficace réaliste on peut utiliser la paramétrisation de l'interaction projectile-nucléon de

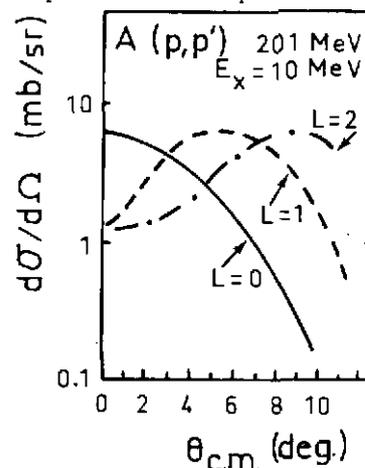


Fig.21 - Distribution angulaire théorique en DWBA avec facteur de forme macroscopique pour différentes valeurs du moment transféré.

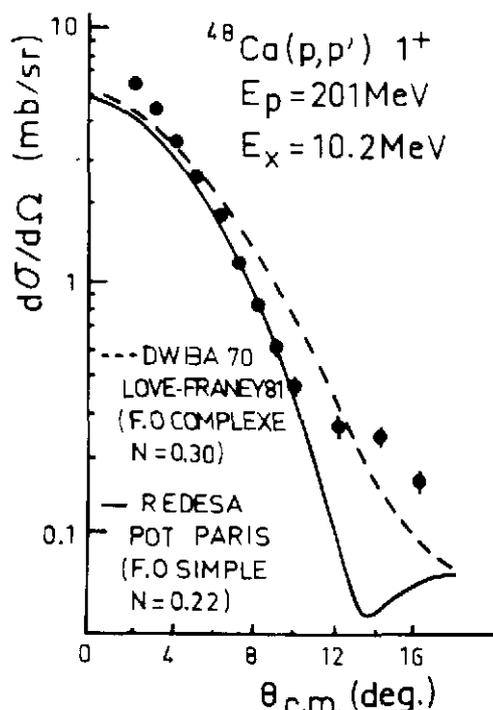


Fig.22 - Distribution angulaire expérimentale et théorique de l'état  $1^+$  à 10.2 MeV dans le  $^{48}\text{Ca}$  (Voir texte).

la cible donné

par Love et Franey (eq.(1), § II) et le calcul est fait par le code DWBA 70.

Un exemple du type d'accord que l'on peut obtenir avec l'expérience a été montré dans le cas des transitions M1 dans les isotopes du Zr (fig.19). La section efficace théorique est normalisée aux points expérimentaux à l'avant, le rapport  $N = \sigma_{\text{exp.}} / \sigma_{\text{théo.}}$  donne le pourcentage de l'intensité observée.

c) Enfin, on peut partir des déphasages nucléon-nucléon directement et faire un calcul en approximation d'impulsion (DWIA). Un exemple de ce type d'analyse est présenté dans la fig. 22 pour l'état  $1^+$  à 10.2 MeV dans le  $^{48}\text{Ca}$ . On remarque que l'interaction de Love et Franey ou l'analyse en déphasage (potentiel de Paris, code RESEDA) donne

des résultats très semblables en forme et en intensité.

Pour résumer les principales incertitudes liées au type d'analyse, notons qu'en (p,p') elles sont très dépendantes du modèle (fonctions d'ondes ...) et que contrairement à la réaction (p,n) il n'existe ni de calibration interne, ni de règle de somme indépendante du modèle.

#### III.4 - Intensités des transitions, force manquante - Comparaison des résultats des réactions $^{48}\text{Ca}(e,e')$ , $^{48}\text{Ca}(p,n)$ et $^{48}\text{Ca}(p,p')$ .

L'analyse des distributions angulaires (p,p') permet d'extraire la quantité

$N = (d\sigma/d\Omega)_{\text{exp.}} / (d\sigma/d\Omega)_{\text{théo.}}$  représentant le pourcentage de l'intensité de la transition M1.

Notons les principales sources d'incertitude mentionnées brièvement dans le paragraphe III.3

- la soustraction du fond continu en l'absence de calcul théorique est tout à fait empirique. Dans le cas des résonances larges les incertitudes expérimentales peuvent représenter une erreur d'environ 20% sur la section efficace donc sur la force.
- De très faibles transitions peuvent aussi ne pas être détectées toujours à cause de la présence de ce fond continu. Il est très difficile d'estimer leur importance. Une évaluation de cette intensité peut être faite dans le cas du  $^{48}\text{Ca}$ .
- Du point de vue de l'analyse il est clair que la source la plus grande d'incertitude vient des fonctions d'ondes de l'état initial et surtout final. La réaction (p,p') étant plus sensible que la réaction (p,n) aux corrélations dans l'état fondamental à cause de non-sélectivité d'isospin ( $\Delta T=0,1$  sont permis).

Le tableau I résume l'état actuel des données et des analyses pour les transitions M1 observées en (p,p') dans les noyaux de masse comprises entre 50 et 140.

Tableau I  
Résultats obtenus dans l'analyse des réactions (p,p') à 201 MeV pour la transition M1.

Noyau	Ex (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	$N = (d\sigma/d\Omega)_{\text{exp.}} / (d\sigma/d\Omega)_{\text{théo}}$
$^{51}\text{V}$	$10.15 \pm 0.15$	$1.35 \pm 0.1$	
$^{58}\text{Ni}$	$8.5 \pm 0.1$		$0.23 \pm 0.03$
$^{90}\text{Zr}$	$8.9 \pm 0.2$	$1.5 \pm 0.2$	$0.26 \pm 0.03$
$^{92}\text{Mo}$	$9.0 \pm 0.1$	$1.1 \pm 0.1$	$0.34 \pm 0.05$
$^{120}\text{Sn}$	$8.4 \pm 0.15$		$0.27 \pm 0.05$
$^{140}\text{Ce}$	$8.6 \pm 0.2$		$0.25 \pm 0.07$

Ce tableau appelle deux remarques

- a) l'énergie d'excitation de telles transitions est relativement stable en fonction de la masse du noyau. Ceci est peu surprenant compte tenu du fait que l'énergie d'excitation est donné essentiellement par le terme spin-orbite ( $E_{j<} - E_{j>}$ ) qui n'a pas de dépendance très forte avec la masse des noyaux.
- b) l'intensité extraite est elle-aussi très semblable d'un noyau à l'autre. Notons que seulement 20 à 30% de l'intensité est observée, valeur inférieure au 50% observée en (p,n) et qui pose avec encore plus d'acuité le problème de l'intensité manquante.

A ce problème d'intensité manquante s'ajoute un autre puzzle, tout aussi surprenant au premier abord, le désaccord que l'on observe dans la distribution de l'intensité des transitions M1 suivant que l'on peuple ses transitions en diffusion d'électrons ou de protons. Une illustration de cette situation est donnée dans la fig. 23 où sont comparés, pour une même région d'excitation d'énergie, les spectres obtenus en (p,p') et (e,e') dans le cas du  $^{51}\text{V}$  et  $^{90}\text{Zr}$ .

Dans le cas du  $^{90}\text{Zr}$ , alors qu'on observe une structure large centrée à 8.9 MeV et qu'une structure fine a pu être mise en évidence (voir flèches fig. 23) en diffusion inélastique de protons<sup>17</sup>, dans la réaction (e,e') on n'observe que 3 pics bien isolés à 8.32, 9.00 et 9.37 MeV<sup>21</sup>, il y a un très grand désaccord entre les deux expériences. Cette différence est encore plus troublante dans le cas du  $^{51}\text{V}$ . La résonance large excitée en (p,p') à 10.15 MeV<sup>17</sup> n'a strictement aucune correspondance dans le spectre (e,e')<sup>21</sup>.

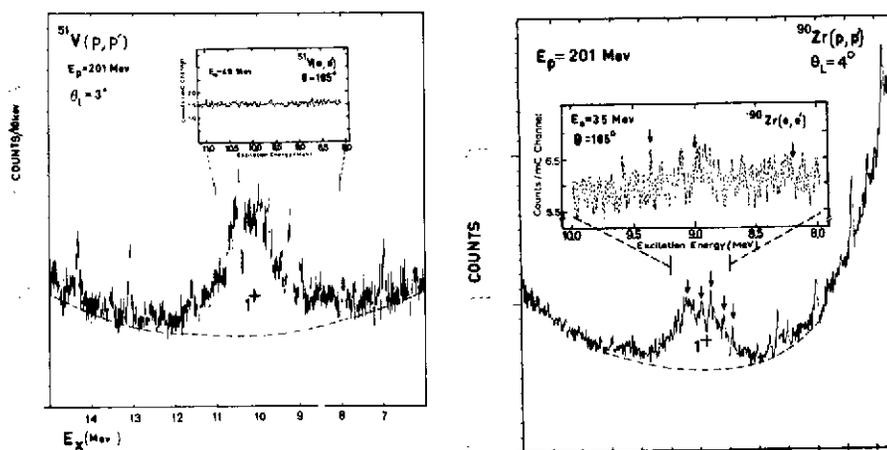


Fig.23 - Comparaison entre les spectres (e,e') et (p,p') dans la région des états M1 pour le  $^{90}\text{Zr}$  (droite) et le  $^{51}\text{V}$  (gauche).

Ces désaccords entre la distribution de l'intensité des états M1 suivant le type de sonde (p, e, etc...) peuvent être expliqués simplement par la forme des opérateurs B(M1) et  $\sigma \cdot \tau$  qui contribuent respectivement à l'excitation de ces transitions.

Dans le cas d'interaction électromagnétique, l'opérateur M1 s'écrit

$$M1 = \sum_{k=1}^A \mu(k) = \sum_{k=1}^A \left\{ \frac{g_l}{2} + \frac{g_p + g_n}{2} \vec{S}_k \right\} + \left\{ \frac{g'}{2} \vec{l} + \frac{g_p - g_n}{2} \vec{S}_k \right\} \tau_z$$

où  $\mu$  est le moment magnétique du nucléon k. Cet opérateur comprend un terme orbital et un terme de spin. Uniquement dans le cas des excitations de type neutron le terme dépendant de  $\vec{l}$  est nul ( $g_l \approx 0$ ) et dans ce cas seulement l'opérateur M1 est proportionnel à  $\vec{S}_k \tau_z$  comme en (p,p') à 200 MeV et à  $q \approx 0$ . Dans ce cas et seulement là, on peut s'attendre à une analogie entre les intensités relatives des transitions M1 observées en (p,p') et (e,e'). En général on a affaire à des excitations mixtes (neutrons et protons) le terme orbital  $\vec{l}$  peut par interférence destructrice ou constructive avec le terme de spin  $\vec{S}$  donner une distribution de l'intensité M1 très différente en (p,p') et en (e,e').

Ajoutons à cet argument général que la sélectivité pour la transition M1 dans les réactions (p,p') à 200 MeV et  $q \approx 0$  est bien plus grande qu'en (e,e') ou en (p,p') à basse énergie (< 100 MeV). Le rapport peak/continu est bien meilleur ainsi que le montre la fig. 24 où l'on compare ce type de transitions pour le noyau de  $^{50}\text{Ti}$  à des protons de basse énergie (65 MeV)

La partie centrale, indépendante du spin ( $V_0$ ), de l'interaction est dominante, il n'y a pas de sélectivité pour les états de parité non naturelle ( $1^+$ ).

A haute énergie, la prédominance du terme  $\sigma$  à  $q \approx 0$  induit une forte sélectivité. 2 groupes de transitions M1 sont observés (8.5 et 10.15 voir fig. 24).

Le premier groupe correspond probablement à des transitions isoscalaires puisqu'il n'y a presque pas de correspondance avec le spectre  $(e, e')$ . Les groupes vers 10.15 MeV fortement excités en  $(p, p')$  à 200 MeV est aussi observé en  $(e, e')$  et correspondent aux transitions M1 isovectorielles (particule-trou neutrons pure).

Il est intéressant maintenant de comparer pour un cas particulièrement simple,  $^{48}\text{Ca}$ , l'intensité de la transition M1 obtenue dans différentes expériences,  $(p, n)$ ,  $(e, e')$ ,  $(p, p')$  au moyen d'analyse plus ou moins dépendante du modèle de réaction. Les résultats de ces expériences et analyses sont résumés dans le tableau II.

Tableau II

Comparaison de la quantité  $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{théo}}$  pour la transition  $1^+$  à 10.2 MeV dans le  $^{48}\text{Ca}$  et de l'analogue dans le  $^{48}\text{Sc}$  extraite de l'analyse des réactions  $(p, p')$ ,  $(p, n)$  et  $(e, e')$ .

Réaction	Energie	$\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{théo}}$ a)
$(p, p')$	201 MeV	0.21 - 0.30
	160 MeV	0.50
	65 MeV	0.25
$(p, n)$	160 MeV	0.27 - 0.37
$(e, e')$	30-50 MeV	0.31 - 0.43

a) Les valeurs déduites dépendent de la configuration utilisée pour la fonction d'onde de l'état  $1^+$  et des différentes interactions employées dans le calcul (Love et Franey, déphasages N-N, etc ...).

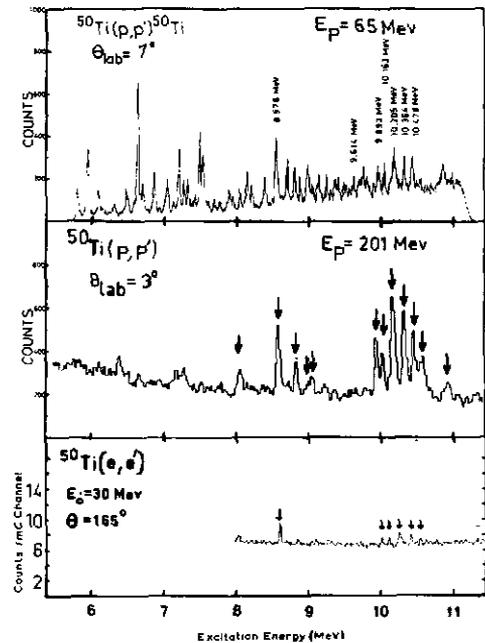


Fig.24 - Comparaison de l'intensité des transitions  $1^+$  (flèches) dans différentes réactions :  $(p, p')$  à 65 MeV,  $(p, p')$  à 201 MeV et  $(e, e')$  à 30 MeV.

On peut à la lumière de ces résultats faire deux remarques :

- une très grande sensibilité de l'intensité mesurée avec la voie de réaction choisie ( $0.21 < \sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{théo}} < 0.5$ )
- Dans tous les cas on observe moins de 50% de l'intensité totale. Le problème de l'intensité manquante reste ainsi posé après que les réactions  $(p, p')$  à 200 MeV et à  $q \approx 0$  aient permis d'observer une partie notable de l'intensité des transitions M1 dans les noyaux moyens et lourds.

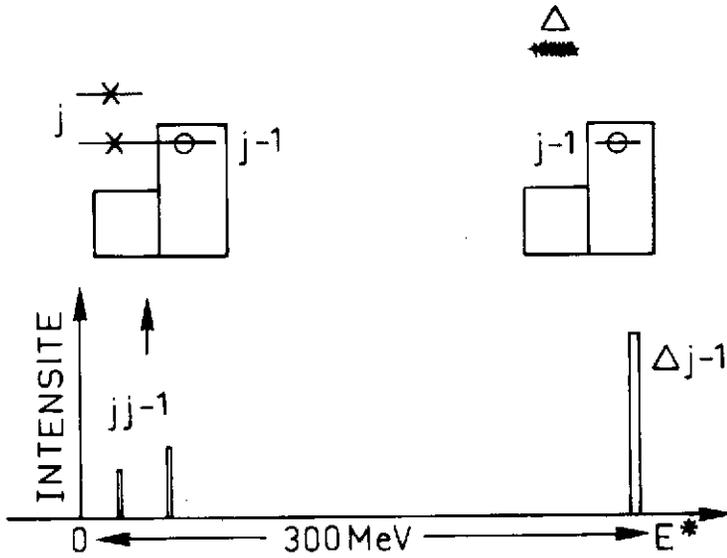
Il nous reste donc à examiner si les expériences récentes d'échange de

charge, étudiées à très haute énergie incidente ( $E > 1 \text{ GeV}$ ) peuvent apporter une réponse à la question posée dès le paragraphe II. Peut-on mettre en évidence une configuration du type ( $\Delta$ -trou) où se trouverait concentrée une partie de la force manquante ?

#### IV - EXCITATION SPIN-ISOSPIN AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES

Très récemment, auprès de l'accélérateur SATURNE II, la réaction d'échange de charge ( $^3\text{He}, t$ ) a été étudiée en vue d'établir la fonction de réponse des noyaux à l'excitation spin-isospin dans une très large plage d'énergie d'excitation (0-300 MeV).

En effet, si l'on imagine que pour les excitations "spin-isospin" on doit étendre l'espace de configuration au-delà de celui "normal" des nucléons et qu'en particulier des configurations du type  $NN^{-1}$  peuvent se coupler à une configuration du type  $\Delta N^{-1}$  pour redistribuer la force non pas seulement entre 0-20 MeV mais jusqu'à environ 300 MeV alors cette distribution de l'intensité peut être représentée de la manière suivante (Fig.25).



A basse énergie on a les deux composantes habituelles et vers 300 MeV d'énergie d'excitation une nouvelle composante bien plus intense, car tous les nucléons de la cible peuvent y contribuer (pas de blocage de Pauli), qui résulte du couplage entre l'état excité du nucléon, le  $\Delta(S=3/2 - T=3/2)$  et un trou ( $j^{-1}$ ).

L'introduction de ce couplage à une configuration du type  $\Delta N^{-1}$  est assez naturelle si on pense que le  $\Delta$  n'est pas autre chose qu'une excitation du type  $\Delta S=1, \Delta T=1$  du nucléon

$$N(1/2, 1/2) \xrightarrow[\Delta S=1, \Delta T=1]{\vec{\sigma}, \vec{\tau}} \Delta(3/2, 3/2)$$

Dans cette nouvelle distribution de l'intensité des transitions  $\Delta S=1, \Delta T=1$ , on s'attend à observer vers 300 MeV d'énergie d'excitation une structure large correspondant à la composante  $\Delta N^{-1}$ .

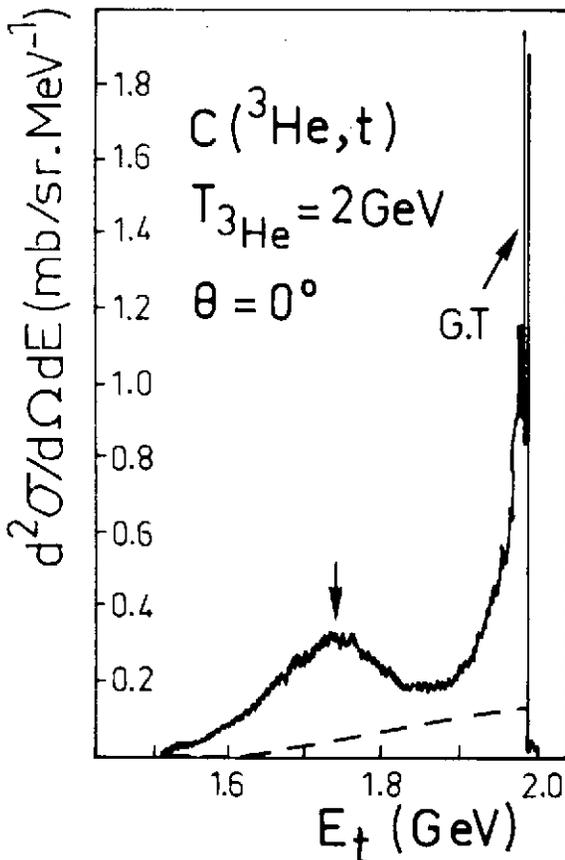


Fig.26 - Spectre en énergie des tritons émis à 0° lors de la réaction  $(^3\text{He}, t)$  à 2 GeV. Le pic de basse énergie correspond à la transition G-T, une structure large est fortement excitée 300 MeV au-dessus.

IV.1 - Conditions expérimentales

La réaction  $(^3\text{He}, t)$  a donc été étudiée à 600 MeV, 1.5 et 2 GeV sur des cibles de  $\text{CH}_2, \text{CO}_2, \text{C}, ^{40}\text{Ca}, ^{54}\text{Fe}, ^{89}\text{Y}, ^{90}\text{Zr}$  et  $^{208}\text{Pb}$  entre 0° et 10° à 600 MeV et de 0° à 6° à 1.2, 1.5 et 2 GeV. Les cibles avaient des épaisseurs de l'ordre de 50 - 100 mg/cm<sup>2</sup>. Les tritons émis étaient analysés en impulsion par le spectromètre SPES IV (4 Dipôles, 6 quadrupoles, 35 m entre la cible et le plan focal). La bande en moment analysée était de 7% (soit 280 MeV d'énergie d'excitation à 2 GeV)

L'angle solide du spectromètre était de 0.1 msr et la résolution en énergie obtenue d'environ  $210^{-3}$  (soit 4 MeV à 2 GeV).

La fig. 26 montre clairement l'ensemble de la

réponse du noyau à l'excitation spin-isospin de 0 à 500 MeV d'énergie d'excitation. De manière spectaculaire apparaît vers 300 MeV une structure large dont il faut examiner précisément la nature avant de conclure à l'existence d'états  $\Delta N^{-1}$ . Pour cela il faut à nouveau discuter la sélectivité de la réaction  $(^3\text{He}, t)$  comparée à  $(p, n)$  pour les transitions  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ , sa dépendance en énergie, en moment transféré et enfin étudier l'évolution avec l'énergie incidente et la masse du noyau de cette structure large localisée vers 300 MeV dans la réaction  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)^{12}\text{N}$  à 2.0 GeV.

#### IV.2 - Comparaison de la sélectivité des réactions $(p, n)$ et $(^3\text{He}, t)$ à 200 MeV/nucléon et résultats $(^3\text{He}, t)$ à 1.2, 1.5 et 2.0 GeV.

Une des premières expériences effectuées en  $(^3\text{He}, t)$  avait pour but d'examiner la sélectivité de cette réaction pour les transitions  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$  à des énergies comparables à celles déjà étudiées en  $(p, n)$ . Dans un premier temps une étude de cette réaction a été entreprise à 200 MeV/nucléon.

La comparaison des deux approches est illustrée par la fig. 27.

La réaction  $(^3\text{He}, t)$  à 600 MeV a la même sélectivité que  $(p, n)$  à 200 MeV et pour  $q \approx 0$ .

Notons néanmoins une excitation plus forte des multipôles plus élevées ( $L=1, 2$ ) même pour les faibles transferts. La section efficace pour la transition de Fermi ( $0^+$ , EA) est très faible par comparaison à la transition G-T. Des études de distributions angulaires ont montré la même dépendance en moment transféré de la réaction  $(^3\text{He}, t)$  que celle déjà démontrée en  $(p, n)$  à 200 MeV.

L'étude de la réaction  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$  a permis d'étendre notre connaissance empirique de la dépendance du rapport  $J_{\sigma\tau}/J_{\tau}$  pour des énergies incidentes bien supérieures à 200 MeV/nucléon.

En utilisant la méthode décrite au paragraphe II.4 la section efficace à  $0^\circ$   $d\sigma/d\Omega$  est proportionnelle à  $J_{\sigma\tau}^2$  ou  $J_{\tau}^2$  suivant la nature de la transition, le coefficient de proportionnalité est connu si pour ces mêmes niveaux ( $^{13}\text{N}$

$E_x = 0.00$  et  $E_x = 2.31$  MeV) on a mesuré la désintégration  $\beta$ . La réaction  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$  ayant été mesurée à 200 et 400 MeV/nucléon on a pu en déduire le rapport  $R = J_{\sigma\tau}/J_{\tau}$  et la figure 28 illustre la variation de ce rapport en fonction de l'énergie incidente entre 100 et 400 MeV/nucléon. La sélectivité de la réaction dans la voie  $\sigma\tau$  est très frappante, la courbe en trait pointillé représente les prévisions théoriques de Love et Franey<sup>6</sup>.

Fig.28 - Variation du rapport  $R = J_{\sigma\tau}/J_{\tau}$  en fonction de l'énergie incidente. La courbe en pointillé est un calcul théorique (réf.6).

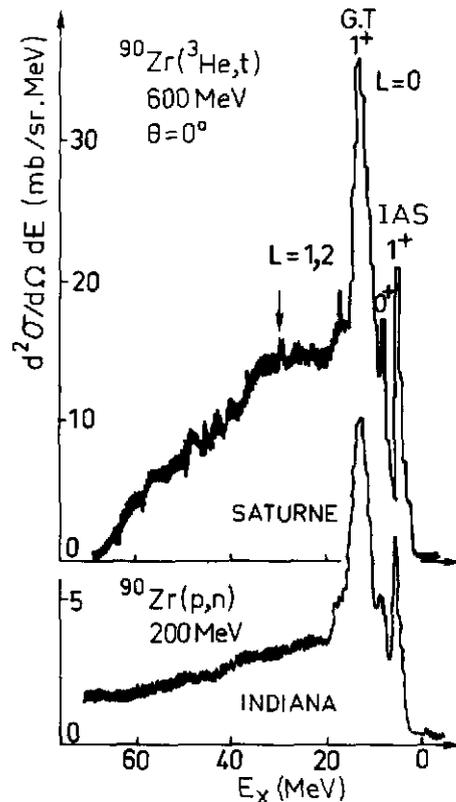
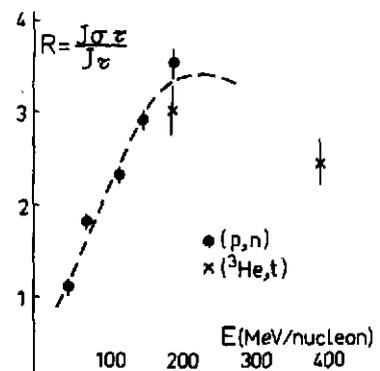


Fig.27 - Comparaison de la fonction de réponse du noyau  $^{90}\text{Zr}$  à l'excitation spin-isospin dans les réactions  $(^3\text{He}, t)$  à 600 MeV et  $(p, n)$  à 200 MeV.



La partie à basse énergie dans les spectres  $(^3\text{He}, t)$  étant bien comprise et donnant des résultats très semblables à ceux obtenus en  $(p, n)$ , il reste donc l'interprétation de cette structure large qui apparaît vers 300 MeV d'énergie d'excitation ainsi que le montre la fig. 26.

Notons que l'excitation d'un nucléon de la cible sous forme d'un  $\Delta$  se manifeste toujours par un pic large ( $\Gamma = 150$  MeV). Le  $\Delta$  libre lui a une largeur naturelle plus faible (120 MeV). Ce pic a un maximum aux environs de 300 MeV d'excitation superposé à un fond continu et ce pour toutes les cibles étudiées du  $^{12}\text{C}$  au  $^{208}\text{Pb}$ . Enfin, entre 1.5 et 2 GeV la section efficace de cette structure augmente beaucoup. Il serait hâtif à ce point de conclure qu'il s'agit d'une résonance  $\Delta N^{-1}$ .

D'abord une alternative simple serait l'excitation d'un  $\Delta$  à partir d'un nucléon de la cible sans effet cohérent des autres nucléons, effet cohérent difficile à signer à cause de la largeur de la structure. Expérimentalement on observe une différence le spectre obtenu avec une cible d'hydrogène (réaction sur le proton libre  $p + ^3\text{He} \rightarrow \Delta^{++} + t$ ) et celui sur la cible de  $^{54}\text{Fe}$  par exemple (26 protons). Cette différence est illustrée par la figure 29 où l'on compare pour la région considérée les spectres obtenus à 2 GeV pour les cibles de  $p$ ,  $^{12}\text{C}$  et  $^{54}\text{Fe}$ . Enfin on observe une très forte déformation de cette structure avec l'angle, comme si elle était constituée de la superposition de multipôles différents et de  $L \geq 2, 3$ . En effet un transfert de masse de 300 MeV implique un transfert d'impulsion variant de 1.2 à 1.6  $\text{fm}^{-1}$  même à  $\theta \approx 0^\circ$  d'où l'impossibilité d'avoir un effet  $\Delta N^{-1}$  collectif de  $L = 0$  dans cette région.

Il faut maintenant calculer de manière correcte le processus quasi libre  $p + ^3\text{He} \rightarrow \Delta^{++} + t$  et à partir de

ce calcul le comparer aux résultats Noyau +  $^3\text{He} \rightarrow \Delta^{++} + t$  pour essayer de déterminer s'il existe un effet collectif  $\Delta N^{-1}$  associé à cette structure.

On peut retenir la très grande section efficace de production de  $\Delta$  dans les noyaux (100 à 20 mb/sr) et donc on a là un moyen privilégié pour étudier l'interaction du  $\Delta$  avec les nucléons au sein même du noyau où la réaction aura lieu.

## CONCLUSIONS

Les réactions d'échange de charge,  $(p, n)$  et  $(^3\text{He}, t)$ , ainsi que les réactions de diffusion inélastique de protons ont permis d'étudier très sélectivement les propriétés dépendantes du spin dans les noyaux.

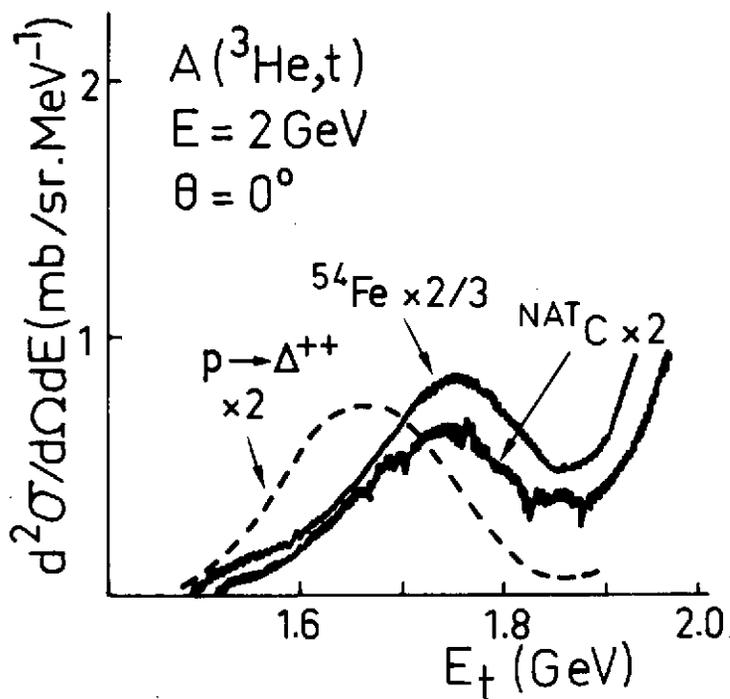


Fig.29 - Comparaison pour différentes cibles de la section efficace de la structure large observée vers 300 MeV d'énergie d'excitation.

Pour obtenir la meilleure sélectivité dans ces réactions on doit absolument se placer dans les conditions suivantes :

Energie incidente entre 150 et 400 MeV/nucléon

Moment transféré  $q$  très voisin de zéro donc mesures à petits angles.

L'analyse des résultats expérimentaux dans le cadre de théorie de réactions les mieux élaborées montre qu'une large fraction de l'intensité des transitions  $\Delta S = 1$ ,  $\Delta T = 1$  n'est pas observée. Le problème de cette atténuation de la force, très forte, puisqu'au moins égale à 50%, reste un problème largement ouvert.

Plusieurs explications complémentaires sont envisagées. Il faut d'abord essayer d'obtenir un traitement théorique du continu sous-jacent cohérent. Il faut sans doute ensuite évaluer très complètement l'importance du couplage entre la configuration dominante des transitions  $\Delta S = 1$ ,  $\Delta T = 1$  (1 particule-1 trou) avec des configurations plus compliquées (du type 2 particules-2 trous) mélange qui peut étaler largement une partie de l'intensité. Elle se trouverait diluer dans le continu et les expérimentateurs doivent imaginer des mesures, par exemple, avec un faisceau polarisé, pour tenter de sélectionner dans ce continu et dans un large domaine, l'intensité ainsi répartie. L'excitation d'une configuration de ce type  $\Delta N^{-1}$  et les très belles expériences effectuées en ( $^3\text{He}, t$ ) à 2 GeV ne permettent pas pour l'instant de déterminer de façon quantitative quelle partie de l'intensité se trouve dans cette structure large.

Notons enfin que de nouvelles approches telles que l'étude de réaction ( $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ ) qui est au premier ordre, une réaction très sélective pour les transitions  $\Delta S = 1$ ,  $\Delta T = 1$  devrait permettre de confirmer les résultats déjà obtenus en ( $p, n$ ) et ( $^3\text{He}, t$ ) sans mélange (même faible) avec la voie  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta T = 1$ .

Pour le futur, il semble très intéressant de pouvoir mesurer la décroissance  $\gamma$  où particules de tels états, décroissance qui permettrait de mesurer précisément les différentes composantes de la fonction d'onde de telles configurations.

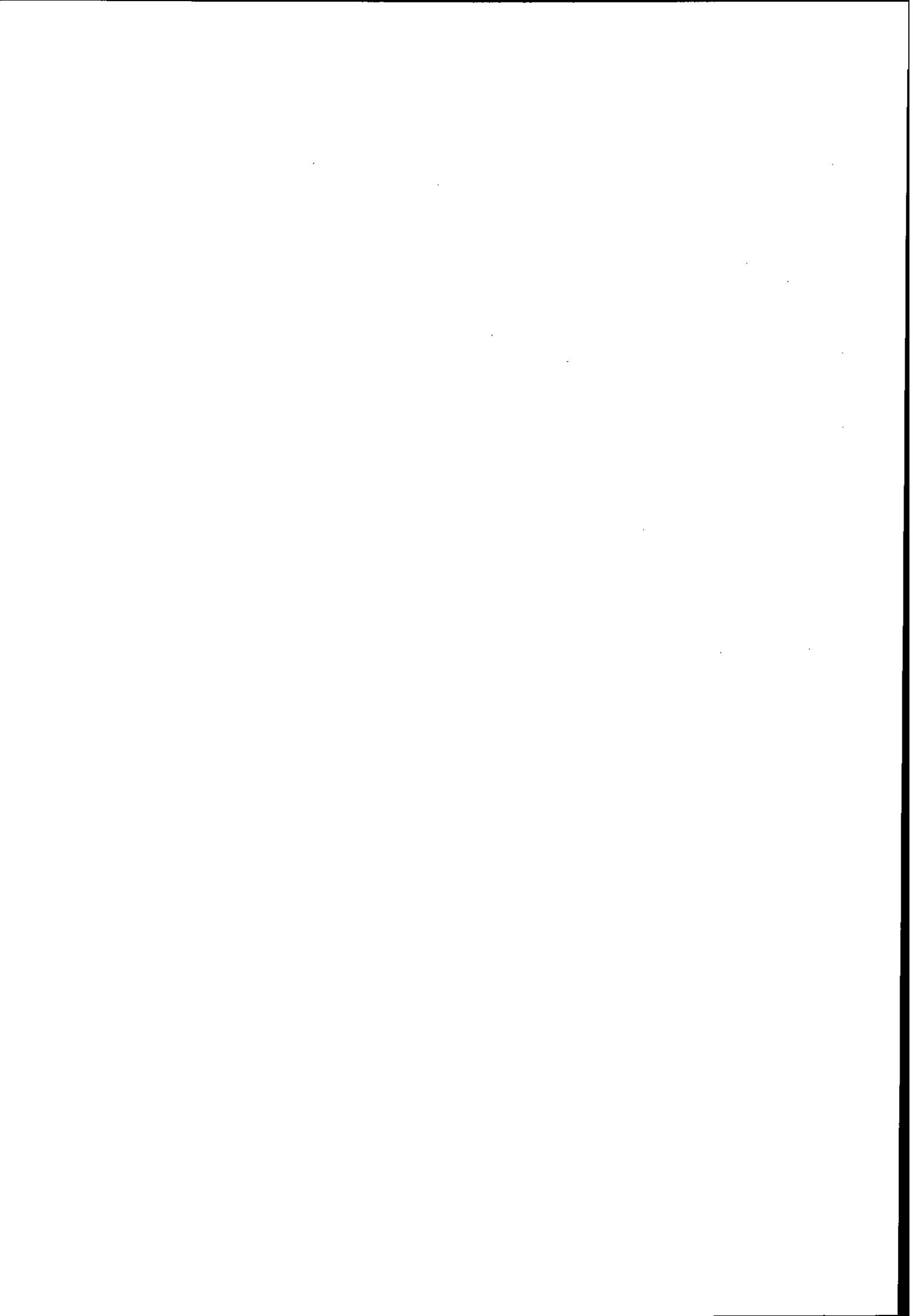
#### REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier mes collègues d'Orsay Mmes N. Marty et M. Roy-Stephan, MM. C. Djalali, A. Willis, M. Morlet et le groupe de MSU (G.M. Crawley, N. Anataraman et A. Galonsky) à qui l'on doit l'essentiel des résultats qui ont été discutés dans ce cours et dont les articles et travaux ont permis la présentation de ce complément de cours.

#### REFERENCES

1. K. Ikeda, S. Fujii and J.I. Fujita, Phys. Lett. 3 (1963) 271.
2. J.D. Fox and C.F. Moore, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 198.
3. R.E. Doering et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1691.
4. D.E. Bainum et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1751.
5. B.D. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 699.
6. W.G. Love et M.A. Franey, Phys. Rev. C24 (1981) 1073.
7. C.D. Goodman, J. Rapaport, D.E. Bainum and C.E. Brient, N.I.M. 151 (1978) 125.
8. C.D. Goodman et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1755.

9. C. Gaarde et al., Nucl. Phys. A369 (1981) 258 et references internes.
10. E. Oset et M. Rho, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 47.
11. F. Osterfeld et al., Phys. Rev. Lett. 149 (1982) 11.
12. N. Anantaraman et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1318,  
G.M. Crawley et al., Phys. Rev. C26 (1982) 87,  
N. Marty et al., Nucl. Phys. A396 (1983) 145C.
13. M. Morlet et A. Willis, Orsay preprint Rapport interne IPNO-PhN 79-15,  
A. Willis et al., Nucl. Phys. A344 (1980) 137.
14. F. Bertrand et al., Phys. Lett. 103B (1981) 326.
15. C. Glashausser, Phys. Rev. Lett. (1983).
16. G.F. Bertsch, Nucl. Phys. A354 (1981) 157.
17. C. Djalali, Comptes rendus du Symposium International HESANS 83, Orsay, Sept. 1983, à paraître et Rapport interne IPNO-DRE 83-31.
18. W. Steffan et al., Phys. Lett. 95B (1980) 23.
19. C.D. Goodman, Nucl. Phys. A349 (1980) 309.
20. P. Schwandt et al., Phys. Rev. C26 (1982) 55.
21. D. Meier et al., Nucl. Phys. A349 (1980),  
S. Müller et al., Phys. Lett. 113B (1982) 157,  
D. Benda et al., Nucl. Phys. A388 (1983) 403.
22. C. Ellegaard et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1745.
23. M. Roy-Stephan, Journées d'Etudes Saturne, Fontevraud (1983) et communication privée.



**DES PARTICULES INDEPENDANTES AUX QUASIPARTICULES**

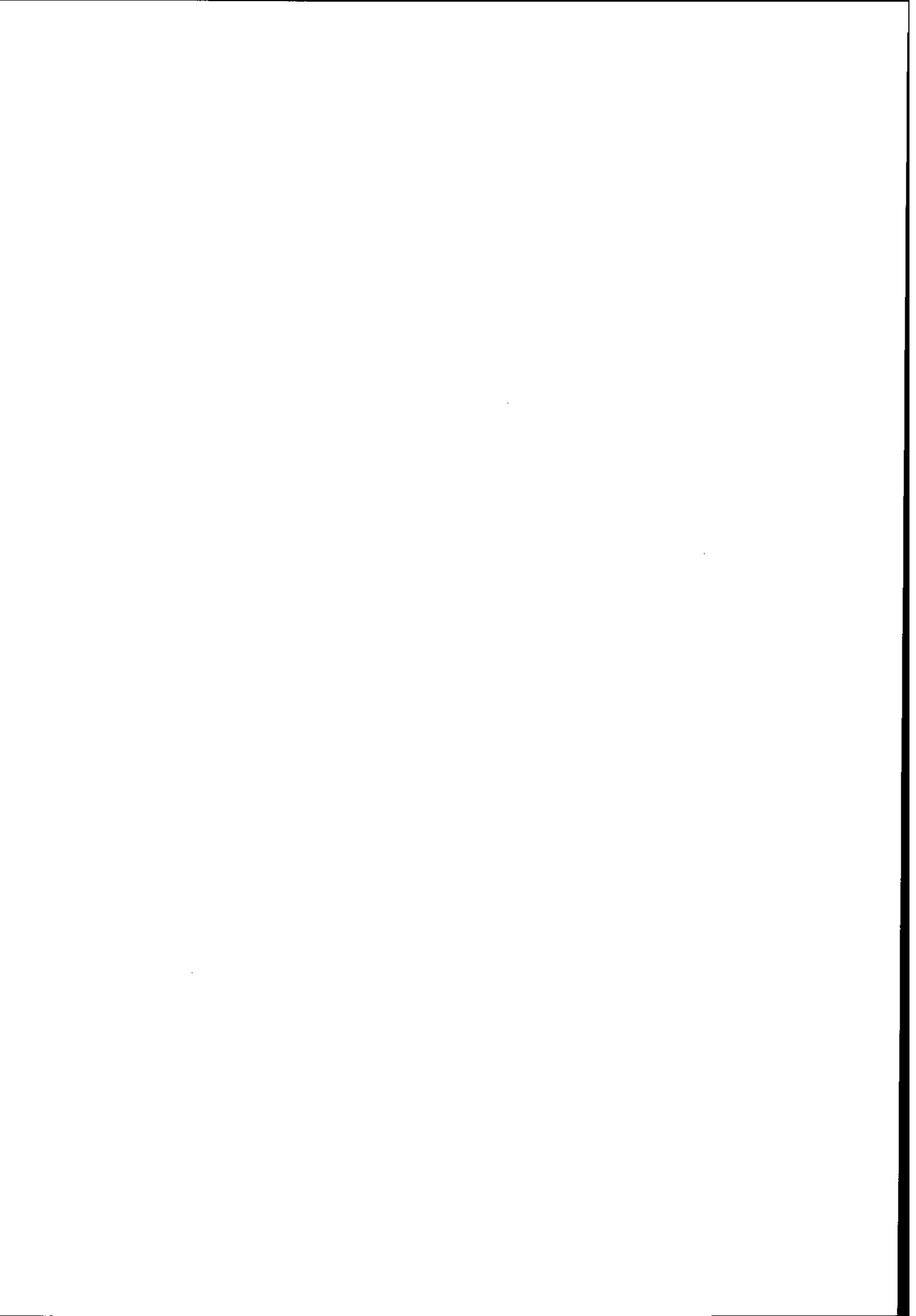
**C. MAHAUX**

Institut de Physique B5, Université de Liège, Liège (Belgique)

*Traduit par :*

*J.-P. BAZANTAY*

*Département de Physique Nucléaire à Haute Energie, CEN Saclay, Gif-sur-Yvette*



## 1 - INTRODUCTION

Dans le modèle à particules indépendantes (MPI) la fonction d'onde  $\phi_A$  de l'état fondamental d'un noyau, est un déterminant de Slater construit à partir de A fonctions d'ondes à une particule  $\phi_\alpha(r)$ , où  $\alpha$  représente l'ensemble des nombres quantiques orbitaux  $n, l, j, m$ . Pour plus de simplicité, nous allons restreindre la discussion aux noyaux sphériques et omettre toute référence au nombre quantique  $m$ . Une conséquence de ce modèle est que les configurations

$$\phi_{A-1}^\alpha = a_\alpha |\phi_A\rangle, \quad (1-1)$$

$$\phi_{A+1}^\alpha = a_\alpha^\dagger |\phi_A\rangle \quad (1-2)$$

sont états propres du Hamiltonien H, pour A-1 et A+1 nucléons respectivement. Les équations (1-1) et (1-2) impliquent une propriété de symétrie de H. Le but de ces cours est de discuter jusqu'à quel point cette symétrie est vérifiée dans la nature. Le taux de brisure de symétrie dépend à la fois du choix de la base  $\{\phi_\alpha\}$  et des noyaux particuliers que nous considérons. Nous limiterons notre discussion aux aspects essentiels et à quelques exemples choisis. Des renseignements complémentaires peuvent être trouvés dans les articles de revue, par exemple réf. <sup>1-10</sup>. Ces notes sont largement basées sur un cours fait à Dronten en 1982 [réf. <sup>82</sup>].

Dans le paragraphe 2, nous introduisons quelques concepts dans le cas idéal de la matière nucléaire infinie. Nous discutons ensuite des noyaux. Dans les paragraphes 3 à 6, nous considérons successivement les états d'énergie positive à une particule suivant qu'ils sont faiblement, fortement, ou moyennement liés. Le paragraphe 7 décrit quelques progrès théoriques récents sur l'amélioration des modèles à particules indépendantes. Le paragraphe 8 est consacré à la discussion de quelques résultats expérimentaux récemment obtenus à Saclay.

## 2 - LA MATIERE NUCLEAIRE

Nous n'introduirons ici que les définitions et concepts nécessaires. Pour plus de détails le lecteur est renvoyé à la réf. <sup>11</sup>. Dans la matière nucléaire infinie l'invariance par translation nous conduit à choisir pour états de base  $\phi_\alpha(r)$  les ondes planes  $\exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})$ ; nous ne tiendrons pas compte du spin ni de l'isospin. Le moment  $\vec{k}$  joue le même rôle que les nombres quanti-

ques  $\alpha = (n, l, j, m)$  dans un noyau fini. Dans le MPI la fonction d'onde de l'état fondamental  $\phi_0$  est construite en remplissant tous les états d'impulsion tout en tenant compte du principe de Pauli, jusqu'à une valeur  $k_F$  appelée moment de Fermi. La densité d'états est donnée par

$$\rho = \frac{2}{3\pi^2} k_F^3 \quad (2-1)$$

Dans le cadre du MPI nous avons toujours la possibilité de fixer une énergie potentielle  $U(k)$  pour chaque nucléon. L'énergie d'un nucléon est alors donnée par (avec  $\hbar = 1$ )

$$e_0(k) = \frac{k^2}{2m} + U(k) \quad (2-2)$$

l'énergie du nucléon le moins lié est appelée l'énergie de Fermi :  $\varepsilon_F$ . Dans le MPI, elle est donnée par

$$\varepsilon_F^0 = \frac{k_F^2}{2m} + U(k_F) \quad (2-3)$$

En réalité, il existe une interaction entre les nucléons. Par conséquent dans l'état fondamental de la matière nucléaire les états de moment  $k < k_F$  ne sont pas complètement occupés, et les états de moment  $k > k_F$  ne sont pas entièrement vides. Ceci est schématisé sur la fig. 2.1. Les corrélations ont aussi pour conséquence qu'un nucléon de moment  $k$  n'a pas une énergie bien définie. Ceci se décrit à l'aide de la fonction spectrale  $S(k; \omega)$ . La quantité  $S(k; \omega) d\omega$  est la probabilité pour que l'on puisse soustraire ou ajouter un nucléon de moment  $k$  au système et que l'on trouve le système résiduel avec une énergie contenue dans l'intervalle  $[\omega, \omega + d\omega]$ .

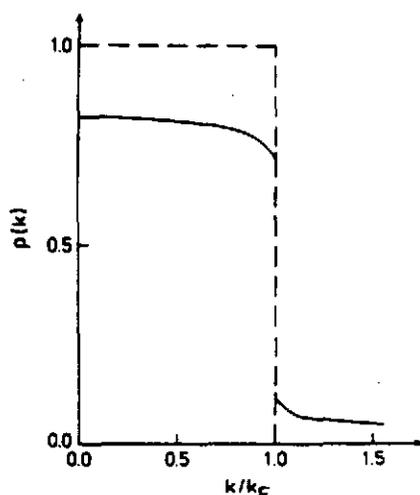


Fig. 2.1 - Distribution des moments dans l'état fondamental de la matière nucléaire. La ligne pointillée correspond à l'approximation de particules indépendantes et le trait plein au fondamental corrélé. La discontinuité en  $k=k_F$  est donnée par la grandeur  $Z(E(k_F))$ , voir l'équation (2-13).

L'équation (2-2) montre que dans le MPI, la fonction spectrale est une fonction delta.

$$S_0(k; \omega) = \delta(\omega - e_0(k)) \quad (2-4)$$

Ceci n'est plus vrai lorsqu'on tient compte des corrélations. Si la symétrie postulée par le MPI n'est pas "trop" brisée, la fonction spectrale  $S(k; \omega)$  devrait être piquée au voisinage de  $e_0(k)$ , si  $U(k)$  a été convenablement choisie. La fig. 2.2 montre une forme typique de  $S(k; \omega)$ . Notez que  $S(k; \omega)$  est non nulle pour toutes les valeurs de  $\omega$ . La fonction spectrale  $S(k; \omega)$  vérifie la règle de somme

$$\int_{-\infty}^{\infty} S(k; \omega) d\omega = 1 \quad (2-5)$$

La fonction spectrale peut être exprimée en fonction de l'opérateur de masse (ou de self-énergie)  $M(k;\omega)$ . C'est une quantité complexe

$$M(k;\omega) = V(k;\omega) + iW(k;\omega) \quad (2-6)$$

qui satisfait la relation de dispersion

$$V(k;\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(k;\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (2-7)$$

On a

$$S(k;\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{W(k;\omega)}{\left[ \omega - \frac{k^2}{2m} - V(k;\omega) \right]^2 + [W(k;\omega)]^2} \quad (2-8)$$

Ecrivons

$$S(k;\omega) = S^{QP}(k;\omega) + S^{BG}(k;\omega) \quad (2-9)$$

où

$$S^{QP}(k;\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{Z^2(E(k)) W(E(k))}{\left[ \omega - E(k) \right]^2 + [Z(E(k)) W(E(k))]^2} \quad (2-10)$$

avec

$$E(k) = \frac{k^2}{2m} + V(E(k)) \quad (2-11)$$

$$V(E(k)) = V(k;E(k)) ; W(E(k)) = W(k;E(k)) \quad (2-12)$$

$$Z(E(k)) = \left[ 1 - \frac{\partial V(k;E)}{\partial E} \right]_{E=E(k)}^{-1} \quad (2-13)$$

Si le MPI est une bonne approximation, le "fond"  $S^{BG}(k;\omega)$  est une fonction lentement variable de  $\omega$ .

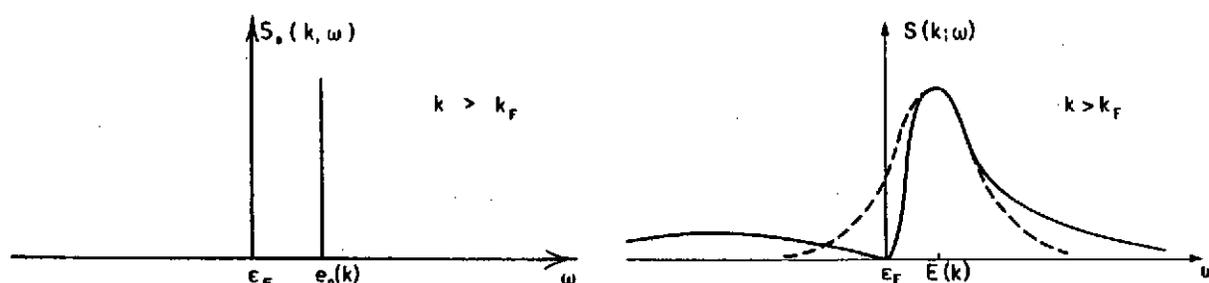


Fig. 2.2 - La partie gauche représente schématiquement la fonction spectrale dans le cas du MPI. Dans la partie droite le trait plein indique les modifications introduites par les collisions nucléon-nucléon, alors que la ligne pointillée correspond à l'approximation de quasi-particule<sup>12</sup>.

L'approximation de quasi-particule consiste à remplacer  $S(k;\omega)$  par  $S^{QP}(k;\omega)$ , voir fig.2.2. Ceci revient à supposer que, quand on enlève un nucléon de moment  $k$  au système dans son état fonda-

mental, l'énergie du système résiduel a une distribution de probabilité Lorentzienne, centrée à "l'énergie de quasi-particule"  $E(k)$ , avec une largeur à mi-hauteur égale à

$$\Gamma^\dagger(E(k)) = 2Z(E(k)) W(E(k)) \quad (2-14)$$

La comparaison de l'équation (2-5) avec la relation

$$\int_{-\infty}^{\infty} S^{QP}(k; \omega) d\omega = Z(E(k)) \quad (2-15)$$

montre que la valeur de  $Z$  est une mesure de la validité de l'approximation de quasi-particule. Toutefois nous insistons sur le fait que les quantités  $E(k)$  et  $\Gamma^\dagger$  peuvent avoir une signification physique même si le fond  $S^{BG}$  n'est pas petit, pourvu que celui-ci soit une fonction lentement variable de  $\omega$  : le critère principal pour l'utilité du concept de quasi-particule est que  $S(k; \omega)$  doit avoir un pic prononcé<sup>13</sup>.

Dans le MPI il est pratique de choisir l'énergie potentielle  $U(k)$  de la façon suivante :

$$U(k) = V(k; E(k)) \quad (2-16)$$

Alors bien sûr, on a  $E(k) = e_0(k)$ . Et de plus, l'énergie de Fermi du MPI, soit  $\varepsilon_F^0$ , devient identique à l'énergie de Fermi exacte  $\varepsilon_F$  qui est définie par la relation :

$$\varepsilon_F = \frac{k_F^2}{2m} + V(k_F; \varepsilon_F) \quad (2-17)$$

Les courbes en trait plein de la fig. 2.2 montrent que la fonction spectrale exacte s'annule pour  $\omega = \varepsilon_F$ . Ceci est dû au comportement asymptotique suivant de  $W(k; \omega)$  :

$$W(k; \omega) \sim C(\omega - \varepsilon_F)^2 \quad (C > 0) \quad (2-18)$$

Dans le cas de la diffusion nucléon-nucléon, c'est-à-dire pour des énergies positives, l'approximation de quasi-particule est équivalente au modèle optique. La quantité complexe

$$M(E) = V(E) + i W(E) \quad (2-19)$$

peut être identifiée au potentiel optique pour un nucléon d'énergie  $E$  [réf. 11]. Dans la suite de cet exposé nous utiliserons indifféremment les expressions "approximation de quasi-particule" et "modèle optique" pour des énergies aussi bien négatives que positives. Notons que la quantité  $M(E)$  ne dépend que d'une variable alors que l'opérateur de masse (2-6) dépend des deux variables  $k$  et  $\omega$ . La variable  $k$  a été éliminée de  $M(E)$  en utilisant la relation énergie-moment (2-11). On peut montrer que ceci équivaut à la construction d'un potentiel local complexe  $M(E)$  qui est "équivalent" au potentiel non local  $M(k; E)$  [réf. 11]. Notez bien que cette "équivalence" s'étend seulement aux propriétés des quasi-particules. Bien sûr l'équation (2-11) n'a de sens physique

que lorsqu'on veut décrire la "bosse" de la fonction spectrale. La description complète de la fonction spectrale  $S(k;\omega)$  nécessite l'opérateur de masse complexe  $M(k;\omega)$ , fonction des deux variables  $k$  et  $\omega$ .

### 3 - ETATS D'ENERGIE POSITIVE A UNE PARTICULE

Dans un système infini,  $M_\rho(E)$  dépend de la densité  $\rho$ . Dans un noyau fini, la densité est une fonction  $\rho(r)$  de la distance  $r$  entre le nucléon et le centre de la cible. On peut alors, à titre d'essai, utiliser "l'approximation de densité locale"

$$M(r;E) = M_{\rho(r)}(E) \quad (3-1)$$

pour construire le potentiel optique nucléon-noyau<sup>14</sup>. Cette approximation (3-1) n'est pas précise puisqu'elle ne tient pas compte des effets dynamiques associés aux vibrations de surface. Ici nous n'utiliserons l'équation (3-1) que comme un moyen commode pour visualiser la relation entre les concepts introduits dans le cas de la matière nucléaire et le cas plus compliqué du noyau.

Fig. 3.1 - Dépendance en énergie de la profondeur du potentiel de Woods-Saxon nucléon-nucléon déterminé à partir de l'analyse de la diffusion élastique  $p\text{-}^{208}\text{Pb}$  ( $E > 0$ ) et de la position en énergie des états à une particule faiblement liés ( $E < 0$ ) (réf. 15).

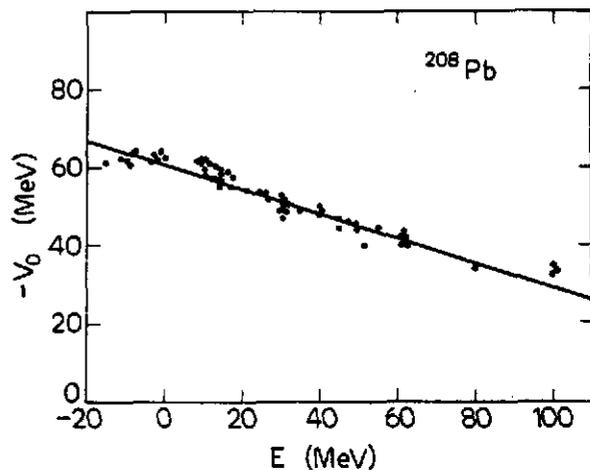
L'analyse des sections efficaces élastiques et totales permet de déterminer la partie réelle  $V(r;E)$  et la partie imaginaire  $W(r;E)$  du potentiel optique. D'excellents accords avec les données ont été obtenus en supposant que  $V(r;E)$  a une forme de Woods-Saxon dont la profondeur  $V_0$  est une fonction linéaire de  $E$  dans le domaine  $10 < E < 60$  MeV. Ceci est illustré sur la fig.3.1, de laquelle nous tirons :

$$V_0(E) \approx V_0 - 0.35 E, \quad 10 \text{ MeV} < E < 60 \text{ MeV} \quad (3-2)$$

avec  $V_0 = -65$  MeV ; cette dernière valeur dépendant des propriétés géométriques du puits de potentiel. La loi linéaire (3-2) a été confirmée par les analyses de diffusion de neutrons et de protons sur un grand nombre de cibles ; la valeur de la pente est déterminée à quelques pour-cent près.

### 4 - ETATS A UNE PARTICULE FAIBLEMENT LIES

Dans le modèle phénoménologique à particules indépendantes, la fonction d'onde de l'état fondamental est construite avec des fonctions d'ondes  $\phi_\alpha$  calculées à partir d'un potentiel cen-



tral de Woods-Saxon (ou d'oscillateur harmonique) auquel on ajoute une composante spin-orbite<sup>16</sup>. Les énergies à une particule correspondantes  $\epsilon_{\alpha}^0$  sont représentées sur la fig. 4.1, qui est schématique du fait que l'ordre des énergies à une particule dans une couche principale n'est pas ajusté à l'expérience.

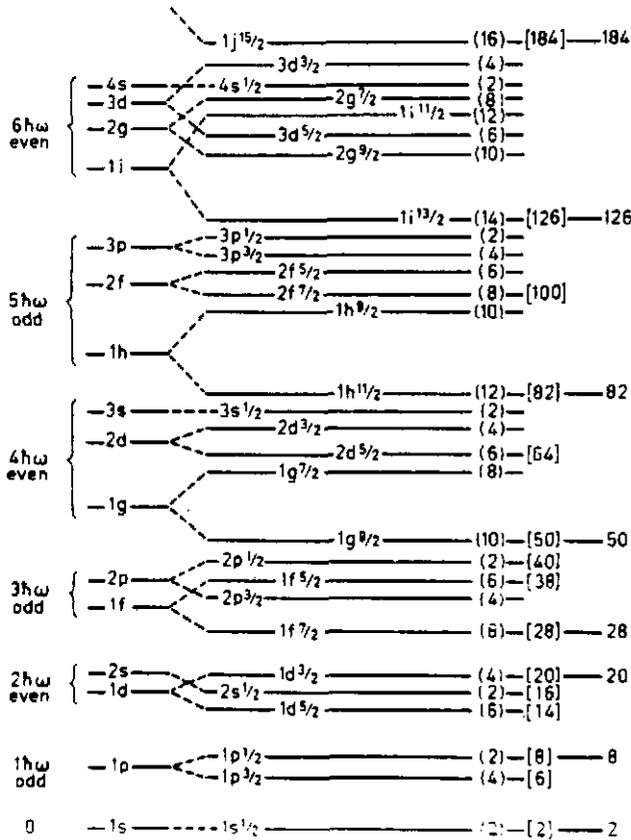


Fig. 4.1 - Répartition des énergies à une particule dans les sous-couches, dans le modèle à particules indépendantes<sup>16</sup>.

Concentrons nous par exemple sur les neutrons dans le noyau doublement magique  $^{208}\text{Pb}$ . Si le modèle à particules indépendantes est valable, nous devrions obtenir un état propre du  $^{209}\text{Pb}$  en ajoutant au  $^{208}\text{Pb}$  un neutron dans une orbite. Expérimentalement ceci peut être réalisé par réaction de stripping direct. L'exemple de la réaction  $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$  est montré sur la fig. 4.2. Le spectre des protons sortants est compatible avec l'hypothèse que le noyau résiduel est, en bonne approximation, décrit par une configuration dans laquelle on aurait ajouté un neutron dans les couches  $2g_{9/2}$  (fondamental du  $^{209}\text{Pb}$ ),  $1i_{11/2}$ ,  $1j_{15/2}$ ,  $3d_{5/2}$ ,  $4s_{1/2}$ ,  $2g_{7/2}$ , et

$3d_{3/2}$ . Les nombres quantiques  $l$  et  $j$  sont déduits des distributions angulaires des protons sortants, et le nombre quantique principal  $n$  par la grandeur de la section efficace. On peut vérifier les valeurs attribuées en excitant les résonances isobariques analogues qui correspondent à ces niveaux à une particule par la diffusion inélastique de protons  $^{208}\text{Pb}(p,p')^{208}\text{Pb}^*$ . A 20 keV près, ces deux types d'expériences donnent les mêmes valeurs pour les énergies à une particule<sup>18</sup>.

Les énergies des orbitales occupées en neutrons dans le modèle à particules indépendantes peuvent être mesurées grâce à des réactions de pick-up direct comme  $^{208}\text{Pb}(d,t)^{207}\text{Pb}$ , voir

Fig. 4.2 - Spectre des protons sortants observés dans la réaction de stripping  $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$  avec des deutérons de 20.1 MeV et à angle de diffusion de  $35^\circ$  [réf.17].

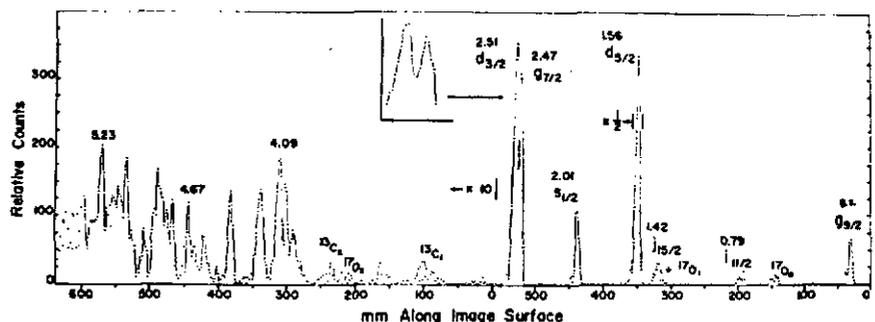
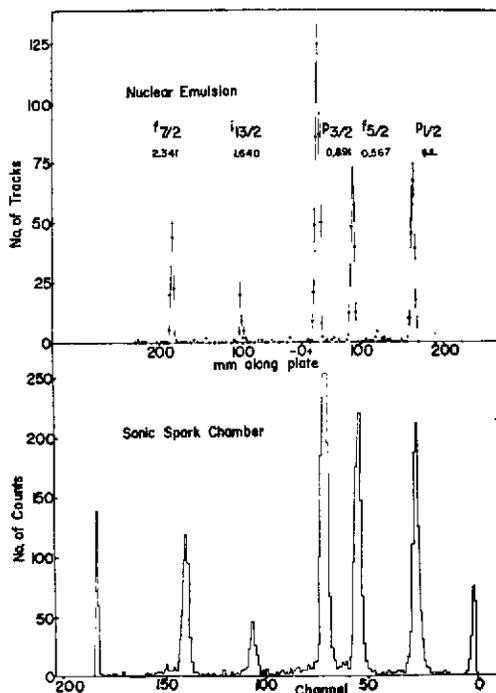


fig. 4.3, ou  $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\alpha)^{207}\text{Pb}$  [réf.19-23]. De récentes données expérimentales<sup>21,22</sup> indiquent que les pics étroits que l'on voit sur la fig. 4.3 ne correspondent pas à toute l'intensité des transitions possibles à partir des états  $i_{13/2}$  et  $h_{9/2}$ . Ceci sera discuté dans le paragraphe 7.

Fig. 4.3 - Spectre des tritons sortants observés avec une émulsion nucléaire (en haut) ou avec une chambre à étincelles (en bas) dans la réaction de pick-up  $^{208}\text{Pb}(d,t)^{207}\text{Pb}$ , avec des deutons de 24.8 MeV et un angle sortant de  $30^\circ$  [réf.17].



De la même façon, les énergies à une particule proton peuvent être mesurées par une réaction de pick-up, ou de stripping. Dans le cas du  $^{208}\text{Pb}$ , il apparaît que le modèle à particules indépendantes est une très bonne approximation pour les états à une particule faiblement liés, c'est-à-dire pour les états qui appartiennent à la couche principale située juste en dessous de l'énergie de Fermi  $\epsilon_F$ . Cette dernière sera désormais identifiée à la moyenne entre l'énergie de séparation ( $\epsilon_{3p1/2} = \epsilon_F^-$  dans le cas de neutrons) et l'énergie d'addition ( $\epsilon_{2g9/2} = \epsilon_F^+$  dans le cas de neutrons) :

$$\epsilon_F = \frac{1}{2} (\epsilon_F^+ + \epsilon_F^-) \tag{4-1}$$

On a  $\epsilon_F = -6$  MeV dans le cas du  $^{208}\text{Pb}$ .

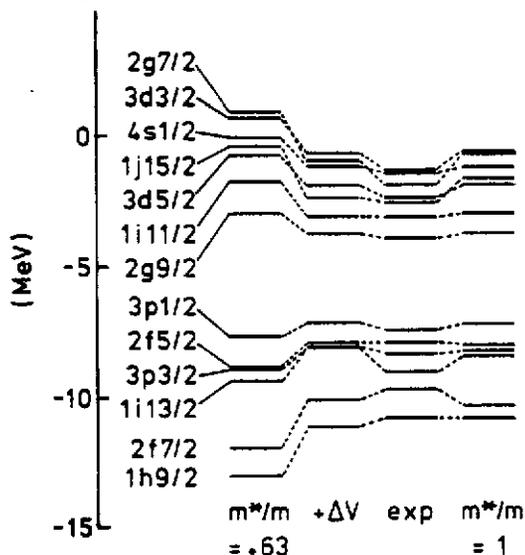


Fig. 4.4 - Energie des états faiblement liés à un neutron du  $^{208}\text{Pb}$ . La première colonne à partir de la gauche est calculée à partir d'un modèle à particules indépendantes avec un puits de potentiel dont la profondeur dépend linéairement de l'énergie. La seconde colonne tient compte du déplacement des niveaux  $\Delta V$  dû à des corrections au MPI (paragraphe 7). La troisième colonne montre les valeurs expérimentales et la quatrième est obtenue à partir du MPI avec un puits de potentiel dont la profondeur est indépendante de l'énergie<sup>18,25</sup>.

Les valeurs expérimentales des énergies à une particule pour les états de neutrons faiblement liés dans  $^{208}\text{Pb}$  sont montrées dans la troisième colonne de la

fig. 4.4. Elles sont en bon accord avec les valeurs de la quatrième colonne qui sont calculées à partir d'un potentiel de Woods-Saxon dont la profondeur est indépendante de l'énergie. Si on utilise un potentiel dont la profondeur a une variation en énergie conforme à celle qui a été obtenue par l'analyse de diffusion de nucléons, voir l'équation (3-2), on obtient les valeurs

montrées dans la première colonne de la fig. 4.4. Ce spectre calculé est trop étalé comparé aux données expérimentales. Ceci est illustré par la différence  $\delta = \bar{\epsilon}_{\text{unoc}} - \bar{\epsilon}_{\text{oc}}$  entre les énergies moyennes à une particule :

$$\bar{\epsilon}_{\text{oc}} = \left[ \sum_{\ell, j \text{ oc}} (2j+1) \epsilon_{\ell, j}^0 \right] \left[ \sum_{\ell, j \text{ oc}} (2j+1) \right]^{-1} \quad (4-2)$$

La valeur empirique de  $\delta$  est 6.50 MeV, alors que les valeurs calculées à partir d'une profondeur de potentiel dépendante de l'énergie donneraient  $\delta = 8.34$  MeV. Un potentiel avec une profondeur dépendante de l'énergie donnerait  $\delta = 7.07$  MeV (quatrième colonne de la fig. 4.4).

La fig. 3.1 montre qu'on peut faire une observation analogue pour les protons : on a besoin d'une profondeur dépendante de l'énergie pour ajuster les données de diffusion de protons et d'une profondeur indépendante de l'énergie pour reproduire l'énergie des états de protons faiblement liés. Brown, Gunn et Gould<sup>26</sup> ont attiré l'attention sur ce fait et ont montré qu'on peut l'exprimer en termes de masse effective  $m^*$ , définie par :

$$\frac{m^*(E)}{m} = 1 - \frac{dV_0(E)}{dE} \quad (4-3)$$

où  $V_0(E)$  est la profondeur du potentiel de Woods-Saxon avec une géométrie fixée et qui reproduit les propriétés à une particule du noyau. Les résultats montrés sur les fig. 3.1 et 4.4 peuvent s'exprimer en écrivant que :

$$\frac{m^*(E)}{m} \approx 1 \quad \text{pour} \quad -8 \text{ MeV} < E - \epsilon_F < +8 \text{ MeV} \quad (4-4)$$

$$\frac{m^*(E)}{m} \approx 0.65 \quad \text{pour} \quad 15 \text{ MeV} < E - \epsilon_F < 70 \text{ MeV} \quad (4-5)$$

La masse effective  $m^*(E)/m$  dans le  $^{208}\text{Pb}$  décroît rapidement de 1 à .65 quand  $E - \epsilon_F$  croît de 0 à 15 MeV. Bien que cette chute paraisse très brutale, nous remarquons que le phénomène n'est pas très spectaculaire en termes d'énergies à une particule. En effet, il correspond à des déplacements en énergies de seulement 1 ou 2 MeV. Néanmoins cela est important en pratique puisque'une différence de 2 MeV dans la différence  $\delta$  particule-trou entraîne un décalage de même amplitude pour tous les états excités du  $^{208}\text{Pb}$  qui sont bâtis sur la plus basse excitation particule-trou. Il est donc essentiel de comprendre comment il convient de choisir les valeurs des énergies à une particule dans le calcul des états excités, en particulier des résonances géantes. Des points de vue très différents ont présentés dans la littérature récente<sup>75,76,83</sup>, et le problème reste ouvert.

On peut mettre en évidence la variation de la masse effective en fonction de l'énergie dans le cas du  $^{208}\text{Pb}$  car le MPI est suffisamment précis pour une quinzaine d'états de protons

et de neutrons faiblement liés. Aussi peut-on dégager une tendance systématique. Maintenant il n'est pas clair sur ces bases empiriques qu'on puisse observer ce même phénomène pour des noyaux à couches ouvertes ou même pour des noyaux plus légers.

## 5 - ETATS LIES PROFONDS A UNE PARTICULE

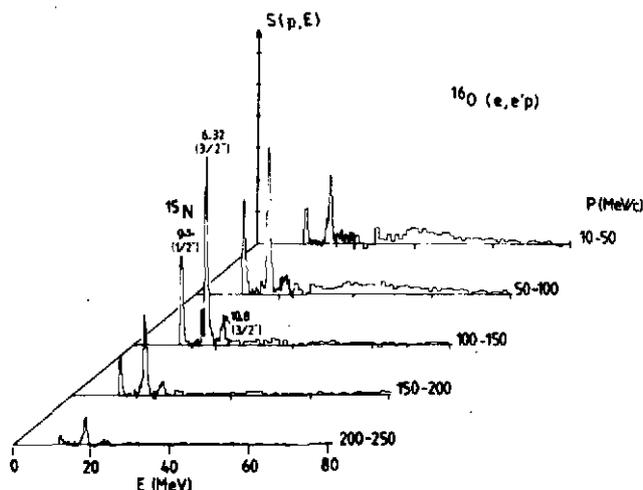
Pour mettre en évidence expérimentalement les états liés profonds à une particule, on utilise des réactions de knock-out direct induites par un projectile de haute énergie, en particulier les réactions (p,2p) ou (e,e'p). En principe ces deux réactions permettent la détermination de la fonction spectrale  $S(k; E)$  comme une fonction des deux variables  $k$  et  $E$ . La fig. 5.1 montre l'exemple de l' $^{16}\text{O}$ . La raison pour laquelle  $S$  peut être trouvée comme une fonction des deux variables  $k$  et  $E$  est liée à l'existence de trois corps dans la voie de sortie. En effet, la cinématique peut être choisie de telle sorte que  $k$  et  $E$  varient indépendamment. Soit  $\vec{k}'$  et  $E'$  les impulsions et énergies du proton sortant, et  $\vec{e}'$ ,  $e'$  (respectivement  $\vec{e}$ ,  $e$ ) l'impulsion et l'énergie de l'électron sortant (respectivement entrant). Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent d'écrire :

$$\vec{k} = \vec{e}' - \vec{e} + \vec{p}' \quad (5-1)$$

$$E = e' + E' - e \quad (5-2)$$

où nous avons omis les corrections de recul. Ici  $\vec{k}$  est le moment de l'état de trou, et  $E$  son énergie.

Fig. 5.1 - Dépendance en énergie de la fonction spectrale  $S(p;E)$  pour quelques plages de moment<sup>27</sup>.



En pratique le problème est compliqué par les effets de distorsion qui rendent la fonction spectrale non diagonale pour la variable moment  $\vec{k}$  ( $S(\vec{k}, \vec{k}'; E)$ ) [réf.28]. Les effets de distorsion sont beaucoup plus importants dans le cas des réactions

(p,2p) [réf.29], mais les sections efficaces (e,e'p) sont plus difficiles à mesurer car elles sont quatre ordres de grandeur plus petites. Des réactions de knock-out induites par des pions ont été récemment utilisées<sup>30,31</sup>.

Soit  $\phi_\alpha(p)$  la transformée de Fourier de  $\phi_\alpha(r)$ . Le développement

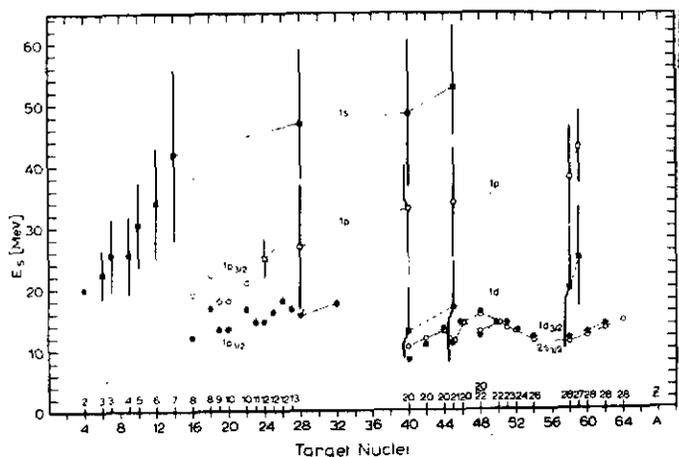
$$S(p;E) \approx \sum_{\alpha \text{ oc}} P_\alpha(E) \phi_\alpha(p) \quad (5-3)$$

est une approximation pour la distribution en énergie des états de trous de nombres quantiques  $\alpha$ . Si l'approximation de quasi-particules est précise, la quantité  $P_{\alpha}(E)$  devrait présenter un pic de largeur  $\Gamma_{\alpha}$  près de l'énergie de quasi-particule  $E$ . Ceci a été observé pour pratiquement tous les niveaux  $\alpha$ , pour des masses jusqu'à  $A=60$ .

Nous verrons au chapitre 7 que les énergies de quasi-particules  $E_{\alpha}$  sont généralement calculées dans l'approximation de Hartree-Fock avec éventuellement certaines corrections. Les fig. 5.2 et 3 montrent que la dépendance de ces énergies vis-à-vis du nombre de masse est assez régulière. La largeur de quasi-particule est plus difficile à évaluer puisqu'elle nécessite une description du couplage entre les états à une particule et les autres degrés de liberté. Des calculs microscopiques détaillés conduisent à une fonction spectrale compliquée<sup>32</sup> qui n'est pas directement comparable aux données expérimentales de réaction de knock-out. Ceci a amené quelques auteurs à calculer la fonction spectrale  $S(k;E)$ , ou largeur  $\Gamma(E)$ , dans le cas limite de la matière nucléaire et à adapter ces résultats au cas des noyaux finis en utilisant une approximation de densité et d'énergie locale. Le succès de la première tentative<sup>33</sup> de ce type est peut-être accidentel<sup>34,35</sup> mais elle a eu le mérite d'avoir stimulé d'autres travaux sur ce sujet.

Fig. 5.2 - Dépendance des énergies de quasi-particules en fonction du nombre de masse. Les barres verticales représentent la largeur  $\Gamma$  [réf.13].

Dans le cadre du modèle de sphères dures dans un gaz de Fermi dilué, Orland et Schaeffer<sup>36</sup> ont suggéré que la largeur  $\Gamma_{\alpha}$  pourrait ne dépendre essentiellement que de la différence d'énergie entre l'énergie de quasi-particule  $E_{\alpha}$  et l'énergie de Fermi  $\epsilon_F$ .



La fig. 5.3 montre que cette proposition est pleinement remplie dans les noyaux légers, sauf pour les états faiblement liés (d). De plus, elle montre que les valeurs mesurées sont en accord semi-quantitatif avec celles dérivées de l'approximation de B-H-F. Ceci a conduit les auteurs de la réf.<sup>37</sup> à utiliser cette approximation en vue de calculer la quantité  $(P_{\alpha}(E) \approx S(k;E))$  à partir de l'équation (2-8). Les résultats sont montrés sur la fig.5.4 où chaque énergie  $E$  ainsi que l'amplitude ont été ajustées aux valeurs expérimentales.

Récemment Antonov et al.<sup>38,39</sup> ont aussi adopté une approximation de matière nucléaire pour calculer la fonction spectrale. Curieusement, leur "Coherent Fluctuation Model" n'utilise

Fig. 5.3 - Dépendance de la largeur empirique<sup>3</sup> vis-à-vis de la différence  $E - E_F$  et l'énergie de quasi particule ( $E$ ), pour les états à une particule 1s (points), 1p (croix), et 1d (carrés pleins). La ligne en trait plein est obtenue à partir de l'approximation de Brueckner-Hartree-Fock (B-H-F) et la courbe en traits interrompus à partir de l'approximation de B-H-F renormalisée<sup>17</sup>.

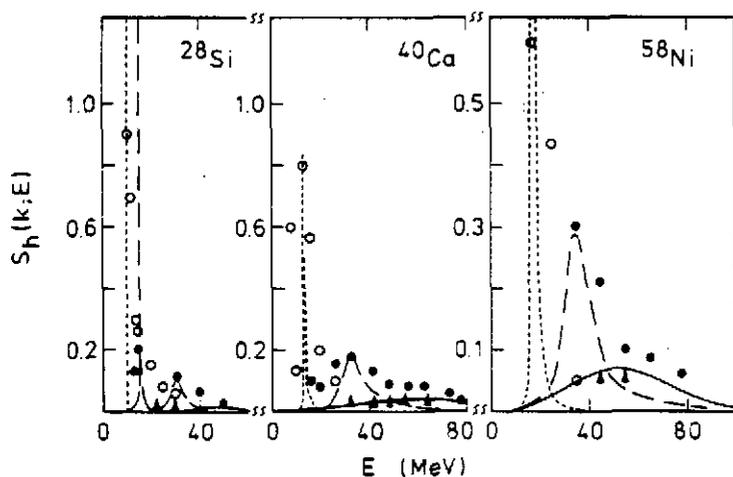
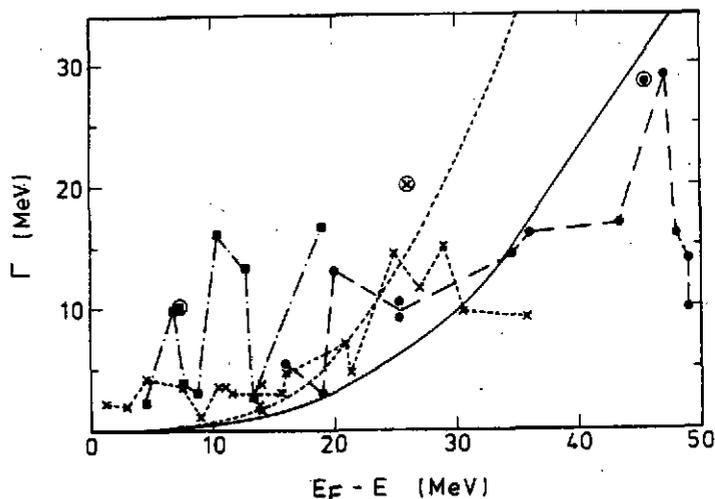


Fig. 5.4 - Comparaison entre d'une part la fonction spectrale  $S(k;E) \approx P_0(E)$  calculée à partir de l'équation (2-8) dans l'approximation de B-H-F, et d'autre part, les valeurs empiriques pour les états à une particule 1s (triangles et courbe pleine), 1p (points et tirets longs) et 1d (cercles et tirets courts). Dans le cas du  $^{28}\text{Si}$ , les deux courbes en traits interrompus correspondent aux orbites  $1p_{3/2}$  et  $1p_{1/2}$  [réf. 17].

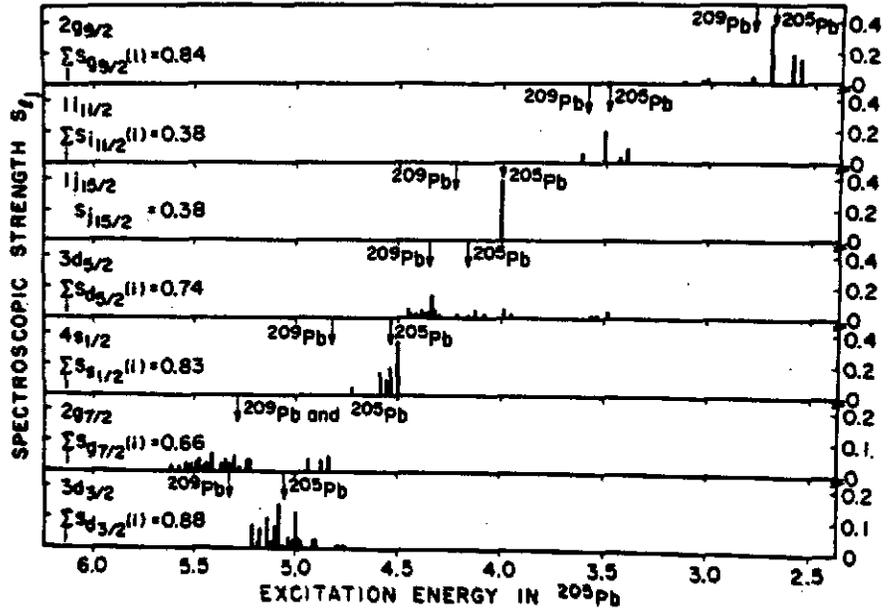
pas d'interaction nucléon-nucléon. L'accord entre leur modèle et les points expérimentaux est à peu près le même que celui de la fig. 5.4. Ceci est curieux car leur modèle ne contient pas d'autres données dynamiques que les distributions de densité expérimentales.

## 6 - ETATS A UNE PARTICULE MOYENNEMENT LIES

La distinction entre états profondément liés et moyennement liés est quelque peu arbitraire. Ici nous appellerons "moyennement liée", une configuration à une particule se trouvant à une énergie d'excitation à laquelle la densité de configurations plus compliquées, avec les mêmes moment angulaire et parité, est supérieure à quelques niveaux par MeV. Alors l'interaction résiduelle couple les états à une particule, aux configurations plus compliquées. Si l'approximation de quasi-particule (2-10) est valable, le spectre de quasi-particule observé par la réaction de pick-up direct ou de stripping doit présenter un pic. La position de ce maximum peut être identifiée à l'énergie de quasi-particule et la largeur à mi-hauteur avec la dispersion de l'énergie de quasi-particule. La fig. 6.1 illustre le fait que les états faiblement

liés du  $^{208}\text{Pb}$  apparaissent comme des quasi-particules dans le noyau à couches ouvertes  $^{205}\text{Pb}$  ; dans ce dernier cas, nous pouvons alors les appeler "moyennement liés".

Fig. 6.1 - Spectre de quasi-particule dans  $^{205}\text{Pb}$  mesurée par la réaction de stripping  $^{204}\text{Pb}(d,p)$ . La position du centre de gravité est indiquée par une flèche, ainsi que la position de l'état de quasi-particule dans  $^{209}\text{Pb}$  [réf.40]



Dans le cas d'un état de quasi-particule moyennement lié la quasi-particule est donc localisée en énergie, mais la configuration à une particule est répar-

tie sur beaucoup d'états compliqués. Cet étalement peut se décrire en utilisant les mêmes techniques que dans le cas des structures intermédiaires. Quand la densité d'états compliqués n'est pas trop grande, un calcul explicite peut être effectué. Un exemple est montré sur la fig.6.2. Bien qu'il n'y ait pas accord entre facteurs spectroscopiques mesurés et calculés pour chaque état excité, les propriétés de quasi-particule (énergie et largeur) sont correctement reproduites. Dans le modèle théorique, 10 % du spectre de quasi-particule se situe plus haut que le domaine d'énergie couvert par la fig. 6.2. Si l'on tenait compte de cette partie résiduelle pour

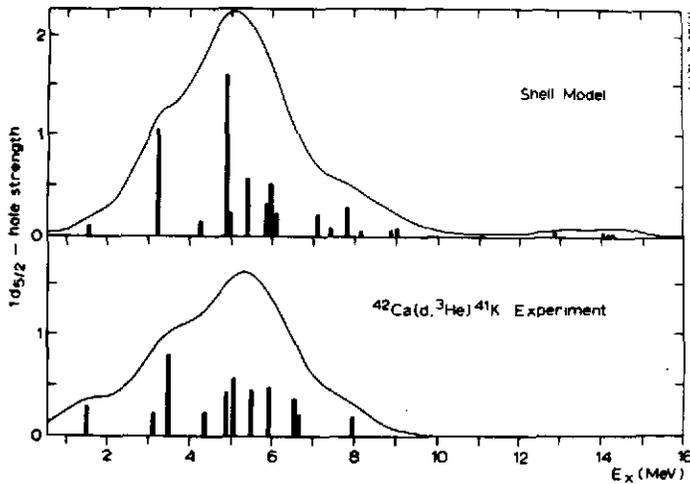


Fig. 6.2 - Comparaison entre facteurs spectroscopiques du trou profond de protons  $d_{5/2}$  dans  $^{42}\text{Ca}$  mesuré expérimentalement (en bas) et calculé (en haut<sup>41</sup>) dans un espace de configurations deux particules-trou. Les courbes sont obtenues en convoluant le spectre discret avec une gaussienne<sup>4</sup>.

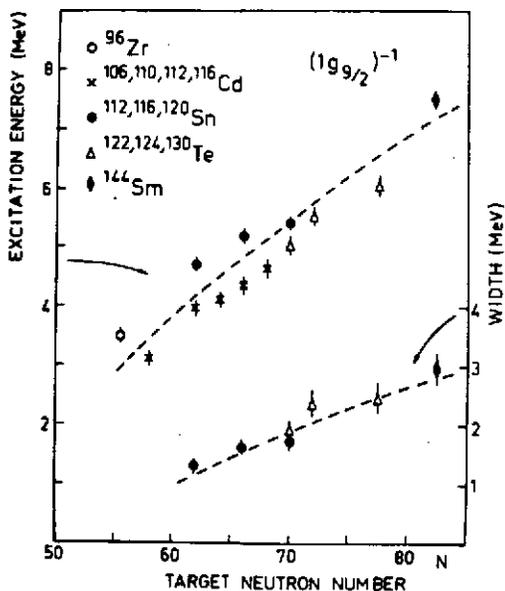
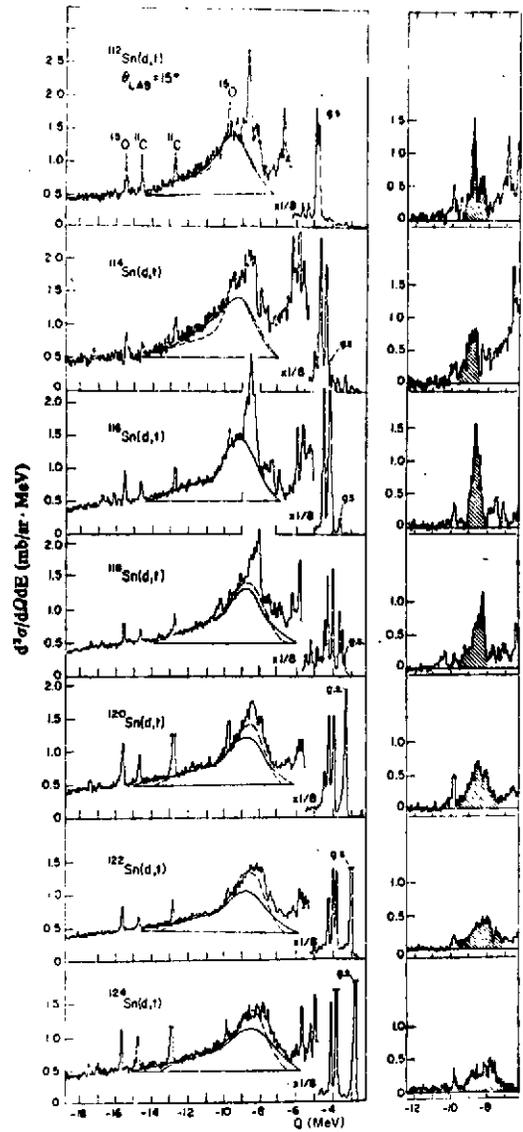
décrire la distribution calculée en termes de ses premier et deuxième moments, on obtiendrait pour les énergies de quasi-particules, et surtout pour leur étalement, des valeurs sensiblement différentes de celles

déduites du pic. Ceci montre que les propriétés de quasi-particules doivent être associées seulement au pic du spectre de quasi-particule, et illustre la difficulté d'utiliser pratiquement

Fig. 6.3 - La partie gauche représente la dépendance en Q des spectres de tritons observés à 15° dans la réaction (d,t) sur quelques isotopes de l'étain. Les surfaces hachurées sur la partie droite montrent la part du spectre qui avait été identifiée comme provenant du pick-up d'un neutron 1g<sub>9/2</sub> [réf. 46].

le concept séduisant "d'énergie moyenne de séparation"<sup>42</sup>. Des résultats expérimentaux récents sur la couche s-d dans <sup>40</sup>Ca peuvent être trouvés dans la réf. 96.

Quand la masse augmente, les états de quasi-particule situés sur la couche immédiatement en dessous de la couche de valence se recouvrent et il devient difficile de les séparer par l'expérience. Beaucoup d'efforts ont été consacrés à ce problème durant les dernières années. En particulier les distributions des occupations des trous 1g<sub>9/2</sub>, 2p<sub>1/2</sub>, 1f<sub>5/2</sub> et 2p<sub>3/2</sub> dans les isotopes de Sn, Cd et Te ont été très étudiés aussi bien expérimentalement que théoriquement<sup>44,52-55</sup>. Considérons par exemple l'état à une particule 1g<sub>9/2</sub>. Les premières mesures indiquaient qu'environ la moitié de la force totale g<sub>9/2</sub> était concentrée dans un pic de quasi-particule représenté par la surface hachurée sur la fig. 6.3. De



récentes mesure ( $\vec{d},t$ ) [réf. 50,51] et ( $\vec{p},d$ ) [réf. 43] avec des faisceaux polarisés montrent que la force "manquante" avait été associée auparavant avec la configuration 1f<sub>5/2</sub> d'une part, et se situait d'autre part à une énergie d'excitation un peu plus haute. Cette queue à haute

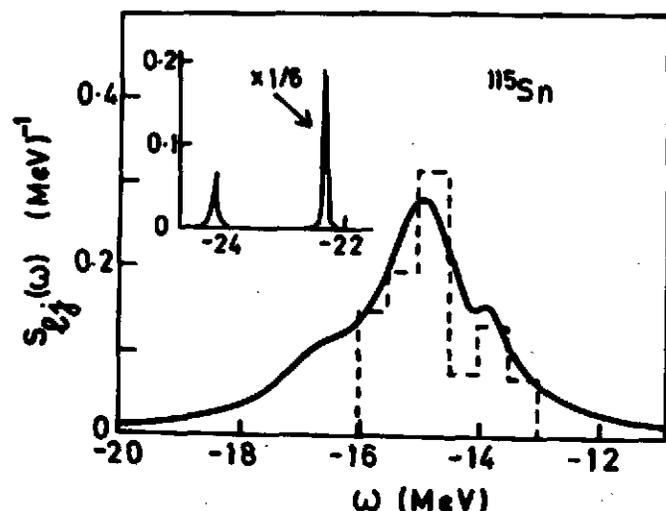
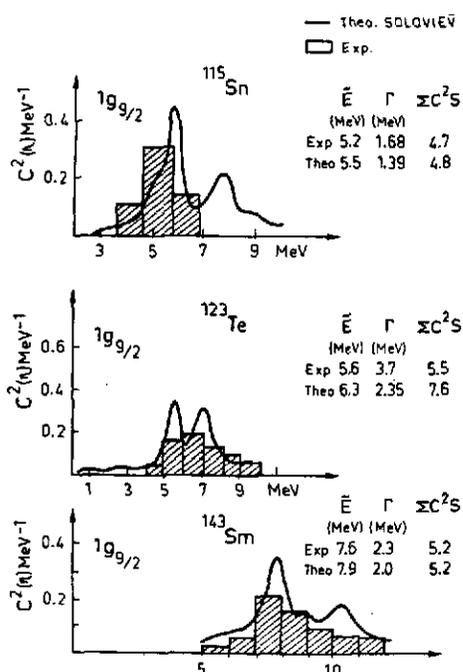
Fig. 6.4 - Dépendance vis-à-vis du nombre de neutrons de l'énergie d'excitation (échelle de gauche) et de la largeur (échelle de droite) de l'état de quasi-particule 1g<sub>9/2</sub> (neutrons) observé dans les réactions de pick-up (p,d) et (<sup>3</sup>He,α) sur Zr, Cd, Te et Sm [réf. 9].

énergie contient à peu près 30 % de la force g<sub>9/2</sub>. Elle ne devrait probablement pas être associée au pic de

quasi-particule mais plutôt associée à la contribution du fond  $S^{BG}$  de la fonction spectrale, voir (2-9). Dans le cas présent, la force de quasi-particule,  $Z$  dans l'équation (2-15) serait approximativement égale à 0,7. Des calculs microscopiques peuvent difficilement arriver à décrire le fond puisqu'ils adoptent nécessairement un espace de configuration tronqué. Dans l'esprit de l'approximation de quasi-particule, la théorie devrait essayer de reproduire les deux caractéristiques de la bosse : son énergie et sa largeur. La fig. 6.4 montre que l'énergie d'excitation, c'est-à-dire la différence  $E(1g_{9/2}) - \epsilon_F$ , et la largeur  $\Gamma$ , varient lentement en fonction du nombre de neutrons. Cette propriété confirme la validité du concept de quasi-particule dans ce cas. La fig. 6.5 montre que les calculs théoriques<sup>53</sup> sont en assez bon accord avec les observations expérimentales. La fig. 6.6 indique que cet accord serait sans doute amélioré si on tenait compte du spin isotopique.

Fig. 6.5 - Comparaison entre fonctions spectrales mesurées (histogramme hachuré) et calculées<sup>53</sup> (courbes) dans le cas de l'orbite  $1g_{9/2}$  (neutron)<sup>84</sup>.

La sélectivité due à l'utilisation d'un faisceau polarisé est illustrée sur la fig. 6.7 qui montre le pic de quasi-trou de proton  $1f_{7/2}$  dans  $^{89}\text{Y}$ . Le quasi-trou de neutron  $1f_{7/2}$  a été détecté dans la réaction<sup>19,23</sup> de pick-up  $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, \alpha)^{89}\text{Zr}$ . Des expériences de pick-up de neutrons ont été faites dans le but de localiser les quasi-trous de neutron moyennement liés dans les isotopes du Pd [réf. 57], dans quelques isotopes du Nd [réf. 58], et dans le  $^{143}\text{Sm}$  [réf. 19, 58, 59]. Des quasi-trous de proton ont été observés dans quelques isotopes du Pm [réf. 55, 60]. Récemment, les réactions  $^{144}\text{Sm}(d, t)$  et



$^{144}\text{Sm}(^3\text{He}, d)$  ont permis de détecter les quasi-particules proton  $h_{9/2}$  et  $i_{13/2}$  dans les premières couches au dessus du niveau de Fermi<sup>61</sup>.

Fig. 6.6 - Comparaison entre la fonction spectrale mesurée (histogramme) et calculée<sup>55</sup> dans le cas de l'état de neutron  $1g_{9/2}$  dans  $^{115}\text{Sn}$

Les réactions de pick-up  $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\alpha)$  et  $^{208}\text{Pb}(d,^3\text{He})$  permettent de localiser particulièrement bien les quasi-trous de grand moment angulaire. Elles ont pu trouver en partie l'effet du quasi-trou moyennement lié  $h_{11/2}$  et même des configurations liées encore un peu plus profondément  $1g_{7/2}$  et  $1g_{9/2}$ . Les fig. 6.8 à 6.10 montrent que les propriétés mesurées de quasi-particule, sont en bon accord avec le calcul théorique où, dans le cadre de la RPA self-consistante, les configurations à une particule Hartree-Fock sont couplées à des configurations plus compliquées.

Fig. 6.7 - Nombre de coups en fonction de l'énergie d'excitation dans  $^{89}\text{Y}$  lors de la réaction du pick-up  $^{90}\text{Zr}(d,^3\text{He})^{89}\text{Y}$ . La surface grise contient la force de quasi-trou proton  $f_{7/2}$  [réf.56].

Récemment, la réaction de stripping  $^{208}\text{Pb}(\alpha,t)^{209}\text{Bi}$  avec des  $\alpha$  de 80 MeV a permis de localiser les états  $1i_{11/2}$  et  $1j_{15/2}$  qui appartiennent à la couche de protons située au-dessus de la couche de valence<sup>94</sup>. Ils sont en fait à énergie positive mais apparaissent comme des états quasi-liés. Leur étalement peut être étudié de la même façon que celui des états liés<sup>95</sup>.

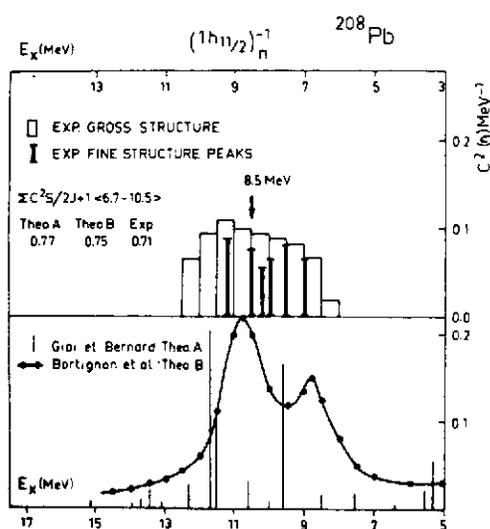
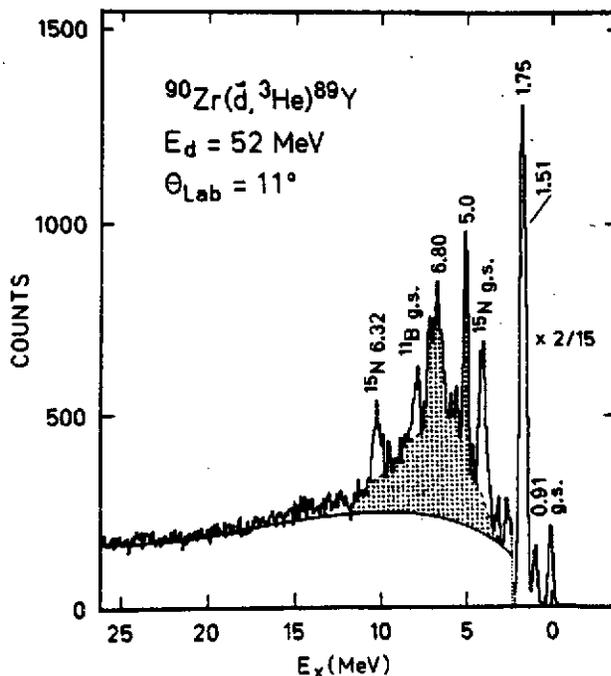
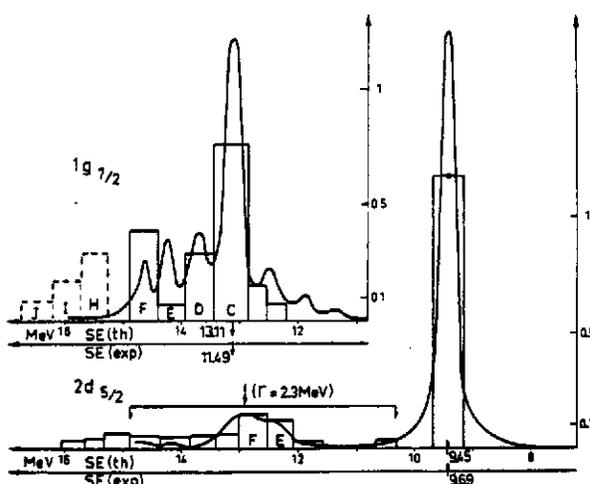


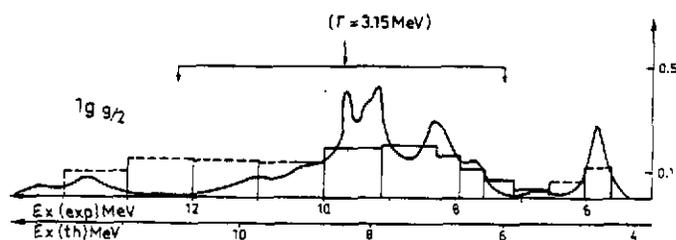
Fig. 6.9 - Comparaison entre les fonctions spectrales mesurées<sup>85</sup> (histogrammes) et calculées<sup>86</sup> (courbes) dans le cas des états de quasi-trous pour les orbites de protons  $1g_{7/2}$  et  $2d_{5/2}$  dans  $^{208}\text{Pb}$  [réf.85].

Fig. 6.8 - Comparaison entre la fonction spectrale mesurée<sup>21,22</sup> (haut) et calculée<sup>63,64</sup> dans le cas de l'état de quasi-trou  $1n_{11/2}$  dans  $^{208}\text{Pb}$  [réf.84].



Les résultats confirment les indications empiriques et expérimentales selon lesquelles la largeur d'étalement prend approximativement les mêmes valeurs de part et d'autre de l'énergie de Fermi  $\epsilon_F$ , pour une même distance  $|E - \epsilon_F|$  [réf. 71, 87]

Fig. 6.10 - Même légende que pour la fig. 6.9, mais pour l'état de proton  $1g_{9/2}$ .



## 7 - POTENTIEL A UNE PARTICULE

Dans le modèle à particule indépendante, chaque nucléon occupe une orbite stationnaire et la fonction spectrale se réduit à une fonction delta. Le champ moyen dans lequel se meuvent les nucléons est réel ; il peut être identifié au potentiel Hartree-Fock. Dans la pratique ce dernier prend en compte les effets de collisions virtuelles (c'est-à-dire où il n'y a pas conservation de l'énergie) vers des états très excités, et dont l'effet principal est de renormaliser l'interaction nucléon-nucléon en la remplaçant par une interaction effective. Cette dernière ne dépend que lentement de l'énergie de l'orbite et de la densité nucléaire si l'on ne tient compte que des excitations virtuelles de haute énergie dans la renormalisation. Cette interaction effective peut être calculée à partir du potentiel entre deux nucléons libres<sup>64</sup>. On peut aussi adopter une interaction effective phénoménologique dont les paramètres sont ajustés de façon à reproduire les propriétés principales de la matière nucléaire et les propriétés statiques des états fondamentaux des noyaux (distribution de densité, énergie de liaison). Les interactions effectives dites du type Skyrme ont un certain succès puisqu'elles donnent d'assez bons résultats<sup>65</sup> tout en conduisant à des équations de Hartree-Fock qui sont très simples du fait qu'elles n'utilisent que les densités nucléaires self-consistantes. Plus précisément, la partie radiale de la fonction d'onde Hartree-Fock à une particule dans un noyau à couches doublement fermées vérifie une équation du type

$$\frac{1}{2m} \left[ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\lambda(\lambda+1)}{r^2} + V_{HF}(r; \epsilon_\alpha) \right] u_\alpha(r; \epsilon_\alpha) = E_\alpha u_\alpha(r; \epsilon_\alpha) \quad (7-1)$$

où  $\epsilon_\alpha$  est l'énergie à une particule dans l'approximation de Hartree-Fock. Le potentiel de Skyrme-Hartree-Fock,  $V_{HF}(r; E)$ , dépend linéairement de  $E$  :

$$V_{HF}(r; E) = V_0(r) + \left[ \frac{\bar{m}(r)}{m} \right] E. \quad (7-2)$$

La "masse effective" Hartree-Fock,  $\tilde{m}(r)$ , (voir l'équation (4-3) a la dépendance radiale

$$\frac{\tilde{m}(r)}{m} = \left[ 1 + B\rho(r) \right]^{-1}, \quad (7-3)$$

où  $\rho(r)$  est la densité nucléaire tandis que B est une constante déterminée par les paramètres de l'interaction de Skyrme. Pour l'interaction de Skyrme III,  $\tilde{m}(r=0)/m = 0,75$ . Le potentiel Hartree-Fock correspondant a approximativement la même dépendance en énergie que la partie réelle du potentiel empirique aux énergies positives, voir l'équation (3.2). Ceci conduit aux énergies à une particule montrées dans la colonne gauche de la fig.4.4 ; la différence moyenne entre les énergies particule et trou,  $\delta$ , est à peu près 2 MeV plus grande que la valeur empirique, voir paragraphe 4.

L'importance pratique de ce désaccord a conduit à un effort théorique renouvelé pour évaluer les corrections dynamiques aux énergies Hartree-Fock. L'origine physique de ces corrections avait été comprise il y a déjà plusieurs années<sup>66,67</sup>, mais ce n'est que récemment que des calculs microscopiques plus détaillés ont été menés à bien<sup>63,68-70</sup>. Nous ne présentons ici que l'approche phénoménologique des réf.<sup>71</sup> et <sup>72</sup>. Elle a le mérite d'être simple et de fournir une estimation de la dépendance radiale de la correction au puits de potentiel Hartree-Fock. Les autres approches sont principalement concentrées au calcul de l'énergie à une particule ; elles ont le mérite de démêler les diverses contributions aux déplacements de l'énergie par rapport à l'approximation Hartree-Fock ; elles sont aussi capables de tester la précision de l'hypothèse principale faite dans les réf.<sup>71</sup> et <sup>72</sup>, qui est que la correction au potentiel Hartree-Fock est approximativement locale.

Si cette dernière hypothèse est valable, le champ moyen à une particule peut s'écrire sous la forme

$$V(r;E) = V_{HF}(r;E) + \Delta V(r;E) \quad (7-4)$$

et la correction  $\Delta V$  est reliée à la partie imaginaire du potentiel optique par la relation de dispersion

$$\Delta V(r;E) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(r;E')}{E-E'} dE' \quad (7-5)$$

voir l'équation (2-7). Pour des énergies positives  $E'$ ,  $W(r;E')$  peut être obtenu par l'analyse de la diffusion de nucléons. Pour calculer le membre de droite de l'équation (7-5), nous avons aussi besoin de  $W(r;E')$  pour les énergies négatives  $E'$ . Dans les noyaux mi-légers,  $W$  peut être déduit à basse énergie de la largeur à mi-hauteur  $\Gamma^\downarrow$ , voir équation (2-14) ; ces données suggèrent qu'il est raisonnable de supposer que  $W(r;E')$  est symétrique autour de l'énergie de Fermi<sup>71</sup>. Cela semble confirmé par des calculs microscopiques récents, dans le cas du  $^{208}\text{Pb}$  [réf. 87].

Cette approche a récemment été appliquée aux états de neutrons dans  $^{40}\text{Ca}$  et dans  $^{208}\text{Pb}$  [réf. 72]. Il apparaît de ces calculs que  $V(r,E)$  est piqué à la surface nucléaire et qu'il dépend fortement de l'énergie au voisinage de la surface de Fermi. Ces deux propriétés sont confirmées par des calculs microscopiques<sup>83</sup>. Elles correspondent au fait que  $V(r;E)$  provient principalement du couplage entre les états à une particule et les degrés de liberté collectifs de vibration<sup>63,67-70,73,74</sup>. Il n'est dès lors pas justifié d'interpréter la différence entre la première et la troisième colonne de la fig. 4.4 comme un reflet de l'existence d'un plateau dans la profondeur du potentiel, comme montré à tort sur la fig. 3.1. Au contraire, c'est l'intégrale de volume de  $V(r;E)$  qui possède un plateau parce que les caractéristiques géométriques de  $V(r;E)$  dépendent de l'énergie. Ceci est illustré sur la fig. 7.1.

Fig. 7.1 - Dépendance radiale du champ à une particule  $V(r;E)$  pour  $E - \epsilon_F = -15, 0$  et  $15$  MeV respectivement<sup>72</sup>.

Des équations (4-3), (7-2) et (7-4), nous obtenons :

$$1 - \frac{m^*(r;E)}{m} = \frac{\bar{m}(r;E)}{m} - \frac{\tilde{m}(r)}{m}, \quad (7-6)$$

où la "E-mass",  $\bar{m}(r;E)$ , est définie par :

$$\frac{\bar{m}(r;E)}{m} = 1 - \frac{d}{dE} [\Delta V(r;E)]. \quad (7-7)$$

La fig. 7.2 montre qu'à la surface nucléaire la dépendance en énergie de la "E-mass" possède un pic assez étroit centré sur l'énergie de Fermi. Pour  $|E - \epsilon_F|$  fixée et inférieure à quelques MeV, la dépendance radiale de  $m(r;E)$  présente un pic à la surface du noyau<sup>24,88</sup>. Quelques implications de ces découvertes ont été récemment conjecturées<sup>26,70,75-80,89</sup>.

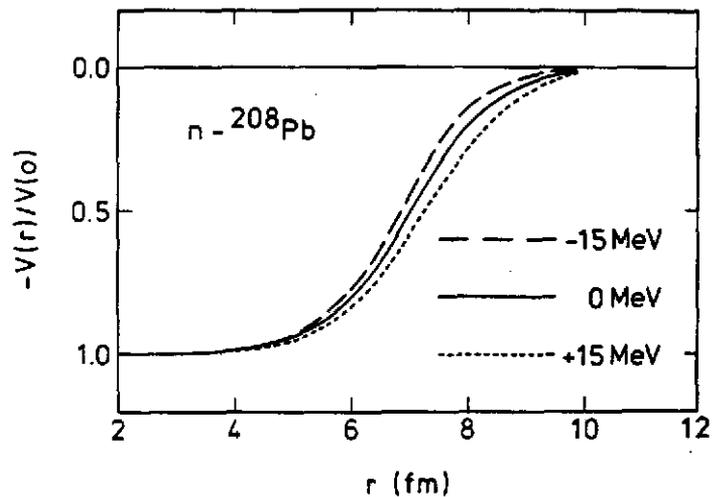
La seconde colonne de la fig. 4.4 montre les quantités

$$E_\alpha = \epsilon_\alpha + \Delta V_\alpha \quad (7-8)$$

où les décalages des niveaux  $\Delta V_\alpha$  sont évalués d'après

$$\Delta V_\alpha = \langle \phi_\alpha | \Delta V(r; \epsilon_\alpha) \phi_\alpha \rangle; \quad (7-9)$$

$\phi_\alpha$  représente la fonction d'onde à une particule Skyrme-Hartree-Fock. Le bon accord entre  $E_\alpha$  et les énergies à une particule empiriques est illustré par le fait que la différence entre les énergies moyennes des particules et des trous,  $\delta$ , est égal à 6.25 MeV, proche de la valeur empiri-



que  $\delta = 6,50$  MeV.

Fig. 7.2 - La courbe en trait plein représente la dépendance en  $E-\epsilon_F$  de  $m(R_W;E)/m$ , où  $R_W$  correspond approximativement au rayon nucléaire. Dans le domaine  $E-\epsilon_F < 0$ , les tirets longs donnent l'inverse de la probabilité pour que des états à une particule normalement occupés soient vides à cause des corrélations dans l'état fondamental. Le complément à 1 tirets courts pour  $E-\epsilon_F > 0$  donne la probabilité pour qu'un niveau normalement inoccupé soit occupé à cause des corrélations dans le fondamental<sup>72</sup>.

La proportion d'états à une particule contenue dans l'état empirique de quasi-particule est approximativement égal à  $Z_\alpha = (\bar{m}/m)^{-1}$ , voir l'équation (2-13). La fig. 7.2 montre que près de l'énergie de Fermi  $Z_\alpha \approx 0,75$ , le reste de la force des états à une particule doit se situer

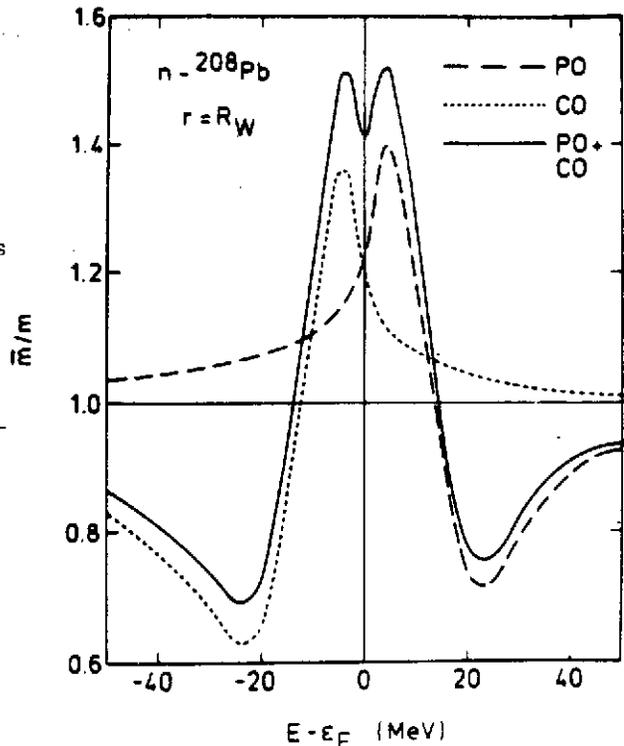
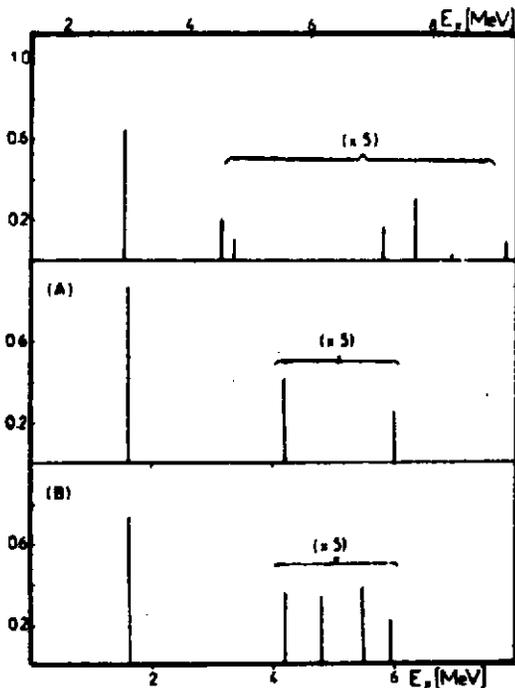


Fig. 7.3 - Comparaison entre la distribution théorique des facteurs spectroscopiques de l'état à une particule  $1i_{13/2}$  (en haut, réf.<sup>62</sup>) et la distribution expérimentale donnée en réf.<sup>21</sup> (au milieu) et en réf.<sup>22</sup> (en bas) respectivement<sup>9</sup>.



à plus haute énergie d'excitation et, de ce fait est plus difficile à localiser expérimentalement. Cependant, la fig. 7.3 montre que des expériences récentes ont été capables d'établir qu'une partie de la force  $1i_{13/2}$  se situe effectivement à plus haute énergie d'excitation et qu'elle n'est pas contenue dans un seul état comme le suggèrait la fig. 4.3. Il en est de même pour les autres états à une particule des fig. 4.2 et 4.3.

### 8 - FONCTION D'ONDE DES ETATS A UNE PARTICULE

L'étude de la diffusion élastique d'électrons a récemment permis d'obtenir des informations détaillées sur les fonctions d'onde de certains états à une particule.

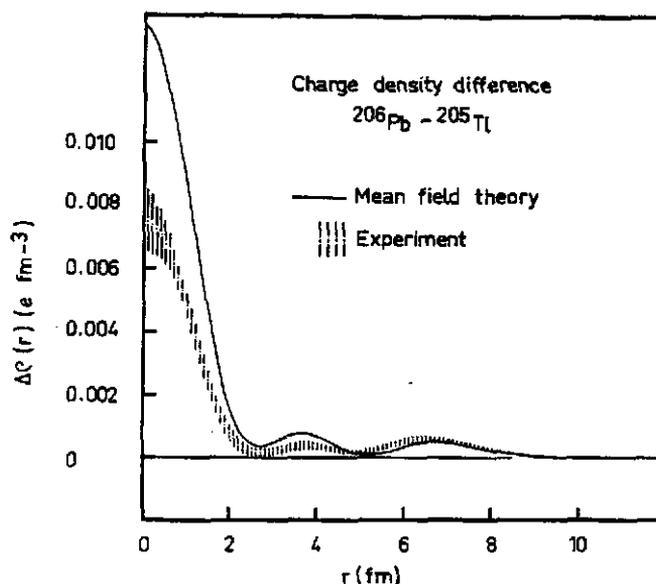
C'est ainsi que la diffusion dite "magnétique" a permis de mesurer avec une précision d'environ 1 % le rayon carré moyen de certains états de valence, notamment de l'orbite  $1f_{7/2}$

dans  $^{49}\text{Ti}$  et  $^{51}\text{V}$ , et de l'orbite  $1g_{9/2}$  dans  $^{87}\text{Sr}$  et  $^{93}\text{Nb}$  [réf. 90]. Les valeurs expérimentales du rayon carré moyen sont plus petites de 1 à 2 % que les valeurs calculées à partir de l'approximation de Hartree-Fock. Ma et Wambach<sup>79</sup> ont récemment proposé que cette différence peut être expliquée par les corrections de polarisation et de corrélation qui donnent lieu à des déplacements des énergies à une particule, voir la fig. 4.4.

Il est également possible que ces corrections jouent un rôle dans l'explication de la corrélation qui semble exister entre le rayon carré moyen et l'énergie de séparation<sup>91</sup>.

La combinaison des informations tirées des réactions de transfert direct de nucléons et de la diffusion magnétique d'électrons permet d'obtenir avec précision la probabilité d'occupation d'une orbite de valence, dans certains cas favorables, ainsi que la proportion réellement observée de la force à une particule<sup>90,92</sup>.

Fig. 8.1 - Différence entre la densité de charge du  $^{206}\text{Pb}$  et du  $^{205}\text{Tl}$ . La courbe en trait plein est tirée de l'approximation de Hartree-Fock et la zone hachurée montre les valeurs expérimentales récentes<sup>93</sup>.



Des informations très précises sur la fonction d'onde de l'état  $3s_{1/2}$  de protons ont été obtenues en comparant les sections efficaces de diffusion d'électrons par le  $^{206}\text{Pb}$  d'une part, et par le  $^{205}\text{Tl}$  d'autre part. Dans le MPI la fonction d'onde du  $^{205}\text{Tl}$  est obtenue en enlevant du noyau  $^{206}\text{Pb}$

un proton de la couche  $3s_{1/2}$ . Ce modèle prédit que la différence entre les densités de charge des deux noyaux est donnée par la courbe en trait plein de la fig. 8.1. Cette courbe a la même forme que les résultats expérimentaux, mais ces derniers indiquent une réduction de 30 % par rapport au modèle.

Cette différence est interprétée comme une mesure de la probabilité que l'état  $3s_{1/2}$  du  $^{206}\text{Pb}$  soit inoccupé<sup>93</sup>. Dans le cas du  $^{206}\text{Pb}$ , cette probabilité pourrait être calculée à l'aide des méthodes décrites dans les réf. 63,68,70, mais ce calcul n'a pas encore été effectué. La courbe en trait interrompu (long) de la fig. 7.2 suggère qu'une probabilité de l'ordre de 20 % de trouver l'état  $3s_{1/2}$  inoccupé est raisonnable, mais cette estimation est grossière car elle se rapporte à une moyenne sur les états de valence et sous-estime le rôle des excitations vir-

tuelles de haute énergie (corrélations à courte portée).

Un des intérêts principaux de l'expérience illustrée par la fig. 8.1 est qu'elle fournit des informations précises sur la validité du MPI à l'intérieur du noyau. Les expériences de transfert direct d'un nucléon par pick-up ou stripping se produisent en effet à la surface du noyau et ne sont guère sensibles au détail des fonctions d'onde à l'intérieur du noyau.

## 9 - CONCLUSION

Nous avons atteint ces dernières années une meilleure compréhension de la validité, des limitations et du moyen de perfectionner le modèle à particules indépendantes. Il paraît maintenant possible de construire un potentiel à une particule qui tienne compte de certains effets dynamiques et qui décrive les propriétés moyennes des états de quasi-particule fortement, moyennement et faiblement liés, aussi bien que pour des états de diffusion.

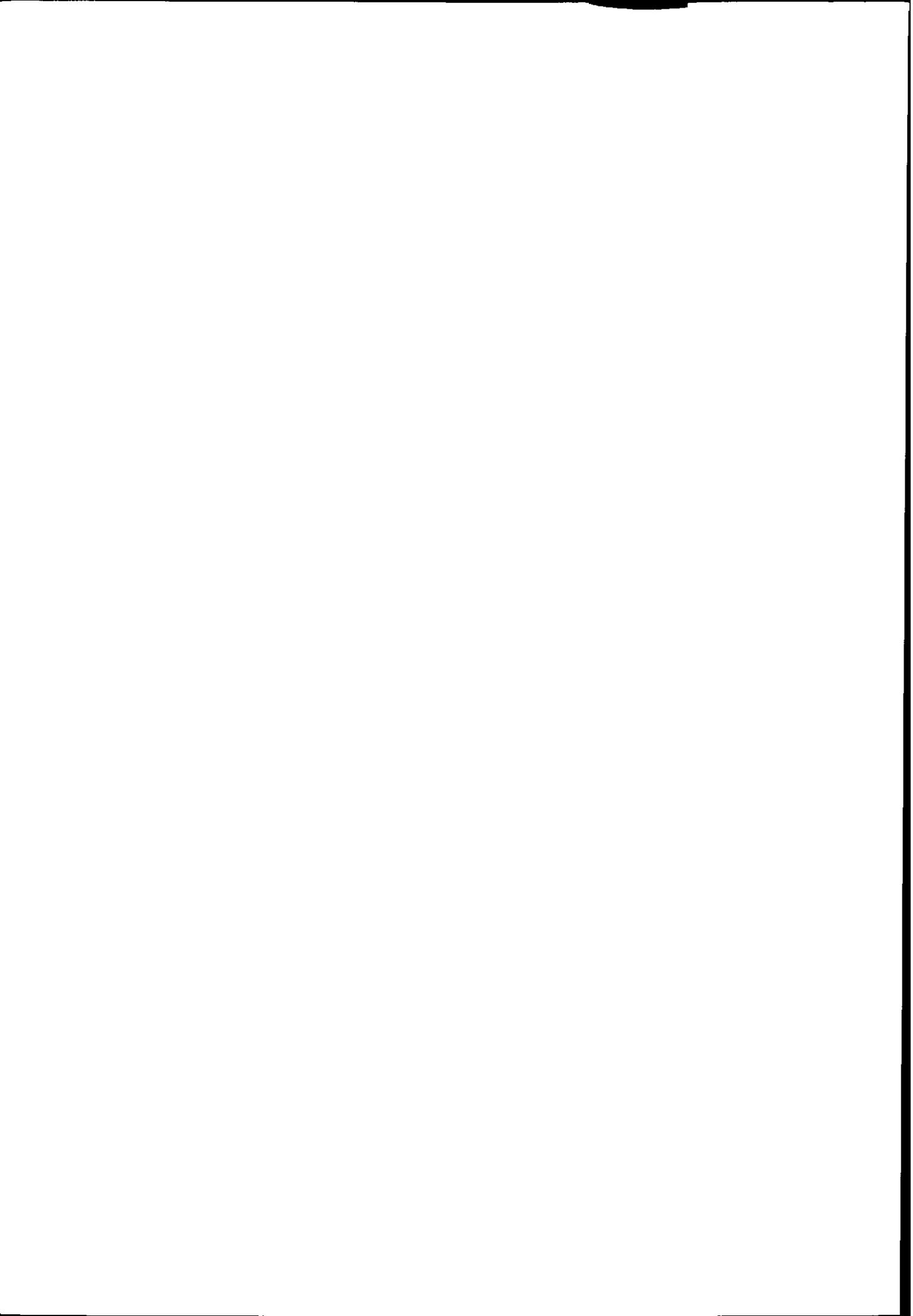
Je tiens à exprimer ma vive reconnaissance à Monsieur J.P. Bazantay qui a traduit d'anglais en français le cours de la réf.<sup>82</sup> qui constitue l'essentiel des notes ci-dessus.

## REFERENCES

1. D.F. Jackson, in "Advances in Nuclear Physics", vol.4, M. Baranger and E. Vogt, eds., Plenum Press (1971).
2. G.J. Wagner, in "Nuclear Structure Physics", U. Smilansky, I. Talmi and H.A. Weidenmüller, eds., Springer Verlag (1973) p.16.
3. G. Jacob and T.A.J. Maris, Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 6.
4. G.J. Wagner, in "Proceedings of the International Symposium on Highly Excited States in Nuclei", vol. 2, A. Faessler, C. Mayer-Böricke and P. Turek, eds., (1975) p.177.
5. A.E.L. Dieperink and T. de Forest, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 1.
6. P.E. Hodgson, Rep. Prog. Phys. 38 (1975) 847.
7. T.A.J. Maris, in "Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies", J.B. Warren, ed., Plenum Publ. Corp. (1976) p.425.
8. G.M. Crawley, in "Proceedings of the International Conference on the Structure of Medium-Heavy Nuclei", Rhodes, Greece, 1979, Institute of Physics, Bristol and London (1980) p.127.
9. S. Galès, Nucl. Phys. A354 (1981) 193c.
10. G.F. Bertsch, P.F. Bortignon and R.A. Broglia, Revs. Mod. Phys. (in press).
11. J.P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, Phys. Reports 25C (1976) 83.
12. P.F. Bortignon, R.A. Broglia, C.H. Dasso and C. Mahaux, in preparation.
13. H.A. Weidenmüller, in "Nuclear Structure Physics", U. Smilansky, I. Talmi and H.A. Weidenmüller, ed., Springer Verlag (1973).
14. C. Mahaux, in "Microscopic Optical Potentials, H.V. von Geramb, eds., Springer Verlag (1979) p.1.
15. M. Bauer, E. Hernandez-Saldana, P.E. Hodgson and J. Quintanilla, J. Phys. C8 (1982) 525.
16. M.G. Mayer and J.H.D. Jensen, "Elementary Theory of Nuclear Shell Structure", Wiley, New York (1955).
17. G. Muehlllehner, A.S. Poltorak, W.C. Parkinson and R.H. Bassel, Phys. Rev. 159 (1967) 1039.
18. W.R. Wharton, P. von Brentano, W.K. Dawson and P. Richard, Phys. Rev. 176 (1968) 1424.
19. E. Gerlic, J. Källne, H. Langevin-Joliot, J. van de Wiele and G. Duhamel, Phys. Lett. 57B (1975) 338.
20. J. van de Wiele, E. Gerlic, H. Langevin-Joliot and G. Duhamel, Nucl. Phys. A297 (1978) 61.
21. S. Galès, G.M. Crawley, D. Weber and B. Zwieglinski, Phys. Rev. C18 (1978) 2475.
22. J. Guillot, J. van de Wiele, H. Langevin-Joliot, E. Gerlic, J.P. Didelez, G. Duhamel, G. Perrin, M. Buenerd and J. Chauvin, Phys. Rev. C21 (1980) 879.
23. H. Langevin-Joliot, E. Gerlic, J. Guillot, M. Sakai, J. van de Wiele, A. Devaux, P. Force and G. Landaud, Phys. Lett. 114B (1982) 103.

24. C. Mahaux and H. Ngô, *Physica Scripta* (in press).
25. J. Blomqvist and S. Wahlborn, *Arkiv Fysik* 16 (1960) 545.
26. G.E. Brown, J.H. Gunn and P. Gould, *Nucl. Phys.* 46 (1963) 598.
27. J. Mougey, *Nucl. Phys.* A335 (1980) 35.
28. S. Boffi, in "Nuclei to Particles", A. Molinari, ed., North-Holland Publ. Comp., Amsterdam (1981), p.373, and references therein.
29. D.F. Jackson, *Nucl. Phys.* A257 (1976) 221.
30. E. Piassetzky, A. Altman, J. Lichtenstadt, A.I. Yavin, D. Ashery, W. Bertl, L. Felawka, H.K. Walter, F.W. Schlepütz, R.J. Powers, R.G. Winter and J.B.D. Pluym, *Phys. Lett.* 114B (1982) 414.
31. N.S. Chant, L. Rees and P.G. Roos, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1784.
32. W. Fritsch, R. Lipperheide and U. Wille, *Nucl. Phys.* A241 (1975) 79.
33. H.S. Köhler, *Nucl. Phys.* 88 (1966) 529.
34. R. Sartor, *Nucl. Phys.* A267 (1976) 29.
35. R. Sartor, *Nucl. Phys.* A289 (1977) 329.
36. H. Orland and R. Schaeffer, *Nucl. Phys.* A299 (1978) 442.
37. R. Sartor and C. Mahaux, *Phys. Rev.* C21 (1980) 2613.
38. A.N. Antonov, V.A. Nikolaev and I.Zh. Petkov, *Z. Phys.* A304 (1982) 239.
39. A.N. Antonov, V.A. Nikolaev and I.Zh. Petkov, *Z. Phys.* A297 (1980) 257.
40. C.F. Maguire, D.G. Kovar, W.D. Callender and C.K. Bockelman, *Phys. Rev.* C15 (1977) 170.
41. S.T. Hsieh, K.T. Knöpfle and G.J. Wagner, *Nucl. Phys.* A254 (1975) 141.
42. D.S. Koltun, *Phys. Rev. Lett.* 28 (1972) 182 ; *Phys. Rev.* C9 (1974) 484.
43. G.M. Crawley, J. Kasagi, S. Galès, E. Gerlic, D. Friesel and A. Bacher, *Phys. Rev.* C23 (1981) 1818.
44. S.Y. van der Werf, B.R. Kooistra, W.H.A. Hesselink, F. Iachello, L.W. Put and R.H. Siemssen, *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 712.
45. M. Sakai, M. Sekiguchi, F. Soga, Y. Hirao, K. Yagi and Y. Aoki, *Phys. Lett.* 51B (1974) 51.
46. S.Y. van der Werf, M.N. Harakeh, L.W. Put, O. Scholten and R.H. Siemssen, *Nucl. Phys.* A289 (1977) 141.
47. G. Berrier-Ronsin, G. Duhamel, E. Gerlic, J. Kalifa, H. Langevin-Joliot, G. Rotbard, M. Vergnes, J. Vernotte and K.K. Seth, *Phys. Lett.* 67B (1977) 16.
48. M. Tanaka, T. Yamagata, K. Iwamoto, S. Kishimoto, B. Saeki, K. Yuasa, T. Fukuda, I. Miura, K. Okada, M. Inoue and H. Ogata, *Phys. Lett.* 78B (1978) 221.
49. E. Gerlic, G. Berrier-Ronsin, G. Duhamel, S. Galès, E. Hourani, H. Langevin-Joliot, M. Vergnes and J. van de Wiele, *Phys. Rev.* C21 (1980) 124.
50. R.H. Siemssen, W.P. Jones, W.W. Jacobs, C.C. Foster, D.W. Miller and F. Soga, *Phys. Lett.* 103B (1981) 323.
51. G. Perrin, G. Duhamel, C. Perrin, E. Gerlic, S. Galès and V. Comparat, *Nucl. Phys.* A356 (1981) 61.
52. T. Koeling and F. Iachello, *Nucl. Phys.* A295 (1978) 45.
53. V.G. Soloviev, Ch. Stoyanov and A.I. Vdovin, *Nucl. Phys.* A342 (1980) 261.
54. P.F. Bortignon and R.A. Broglia, *Nucl. Phys.* A371 (1981) 405.
55. S.P. Klevansky and R.H. Lemmer, *Phys. Rev.* C25 (1982) 3137.
56. A. Stuirbrink, G.J. Wagner, K.T. Knöpfle, Liu Ken Pao, G. Mairle, H. Riedesel, K. Schindler, V. Bechtold, L. Friedrich, *Z. Phys.* A297 (1980) 307.
57. O. Scholten, M.N. Harakeh, J. van der Plicht, L.W. Put, R.H. Siemssen and S.Y. van der Werf, *Nucl. Phys.* A348 (1980) 301 ; H. Sakai, R.K. Bhowmik, K. van Dijk, A.G. Drentje, M.N. Harakeh, Y. Iwasaki, R.H. Siemssen, S.Y. van der Werf and A. van der Woude, *Phys. Lett.* 103B (1981) 309.
58. M. Sekiguchi, Y. Shida, F. Soga, T. Hattori, Y. Hirao and M. Sakai, *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977) 1015.
59. E. Friedland, M. Goldschmidt, C.A. Wiedner, J.L.C. Ford, Jr. and S.T. Thornton, *Nucl. Phys.* A256 (1976) 93.
60. P. Doll, G.J. Wagner, H. Breuer, K.T. Knöpfle, G. Mairle and H. Riedesel, *Phys. Lett.* 82B (1979) 357.
61. S. Galès, C.P. Massolo, S. Fortier, E. Gerlic, J. Guillot, E. Hourani, J.M. Maison, J.P. Schapira, B. Zwieglinski, P. Martin and V. Comparat, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1593.
62. Nguyen Van Giai, in "Proceedings of the 1980 Symposium on Highly Excited States in Nuclear Reactions", H. Ikagami and M. Muraoka, eds., Osaka University (1980) p. 682.
63. V. Bernard and Nguyen Van Giai, *Nucl. Phys.* A348 (1980) 75.
64. J.W. Negele, *Phys. Rev.* C1 (1970) 1260.
65. P. Quentin and H. Flocard, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 28 (1978) 523.
66. G.F. Bertsch and T.T.S. Kuo, *Nucl. Phys.* A112 (1968) 204.
67. I. Hamamoto and P. Siemens, *Nucl. Phys.* A269 (1976) 199.
68. P.F. Bortignon, R.A. Broglia, C.H. Dasso and Fu De-ji, *Phys. Lett.* 108B (1982) 247.
69. H.M. Sommermann, T.T.S. Kuo and K.F. Ratcliff, *Phys. Lett.* 112B (1982) 108.
70. J. Wambach, V.K. Mishra and Li Chu-hsia, *Nucl. Phys.* A380 (1982) 285.
71. C. Mahau and H. Ngô, *Phys. Lett.* 100B (1981) 285.

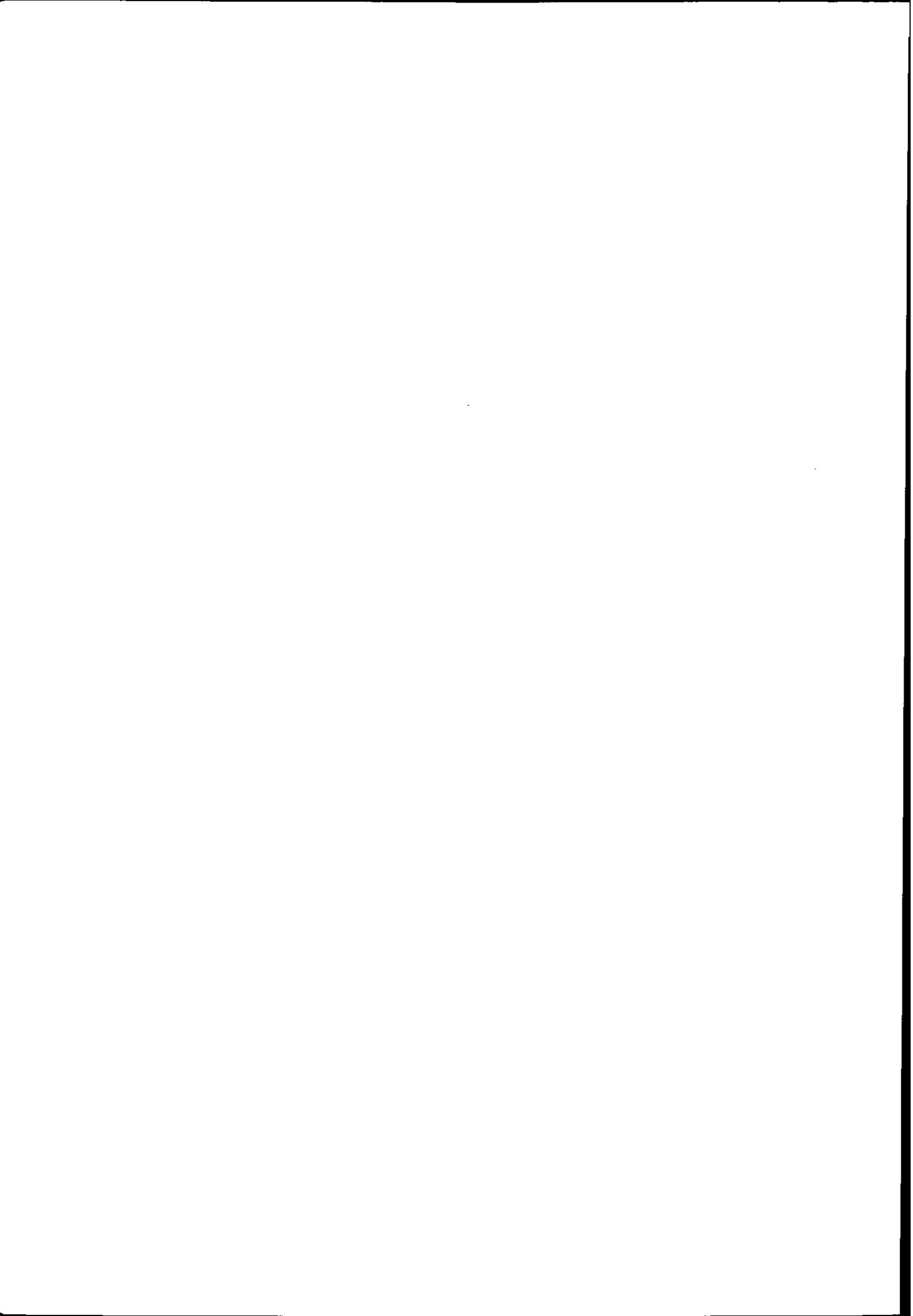
72. C. Mahaux and H. Ngô, Nucl. Phys. A378 (1982) 205.
73. P.K. Bindal, D.H. Youngblood, R.L. Kozub and P.H. Hoffmann-Pinther, Phys. Rev. C12 (1975) 390.
74. P. Doll, G.J. Wagner, K.T. Knöpfle and G. Mairle, Nucl. Phys. A263 (1976) 210.
75. G.E. Brown and M. Rho, Nucl. Phys. A372 (1981) 397.
76. G.E. Brown, J.S. Dehesa and J. Speth, Nucl. Phys. A330 (1979) 290.
77. S.O. Bäckman, G.E. Brown and V. Klemt, Nucl. Phys. A345 (1980) 202.
78. H.R. Fiebig and J. Wambach, Nucl. Phys. A386 (1982) 381.
79. Z.Y. Ma et J. Wambach, Nucl. Phys. A402 (1983) 275.
80. X. Campi et S. Stringari, Z. Physik, A309 (1983) 239.
81. G.E. Brown, Comments Nucl. Part. Phys. 3 (1969) 136.
82. C. Mahaux, dans "Nuclear Structure" (Plenum Press, à l'impression).
83. H.M. Sommermann et C. Mahaux, Nucl. Phys. (à l'impression).
84. S. Galès, Proceedings of the 1980 Masurian Summer School (Mikolajki, Poland).
85. H. Langevin-Joliot, E. Gerlic, J. Guillot et J. Van de Wiele, Phys. Rev. (soumis à l'impression).
86. Pham Van Thieu et Nguyen Van Giai, cité dans la réf. <sup>85</sup>.
87. H.M. Sommermann, K.F. Ratcliff et T.T.S. Kuo, Nucl. Phys. A406 (1983) 109.
88. Nguyen Van Giai et Pham Van Thieu, Phys. Lett. 126B (1983) 421.
89. M. Prakash, J. Wambach et Z.Y. Ma, Phys. Lett. 128B (1983) 141.
90. S.K. Platchkov, J.B. Bellicard, J.M. Cavedon, B. Frois, D. Goutte, M. Huet, P. Leconte, Phan Xuan-Ho, P.K.A. de Witt Huberts, L. Lapikas et I. Sick, Phys. Rev. C25 (1982) 2318.
91. A. Moalem, Phys. Rev. C26 (1982) 1757.
92. A.E.L. Dieperink et I. Sick, Phys. Lett. 109B (1982) 1.
93. J.M. Cavedon, B. Frois, D. Goutte, M. Huet, P. Leconte, C.N. Papanicolas, Phan Xuan-Ho, S.K. Platchkov, S. Williamson, W. Boeglin et I. Sick, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 978 ; Nucl. Phys. A396 (1983) 409c.
94. C.P. Massolo, S. Galès, S. Fortier, J.M. Maison, J.P. Shapira, P. Martin et V. Comparat, Proc. 1982 Amsterdam Conference, vol.1, p.36 et à paraître.
95. C. Stoyanov et A.I. Vdovin, Proc. 1983 Florence Conference (contr. B242) et Phys. Lett. B, sous presse.
96. D.W. Devins, D.L. Friesel, W.P. Jones, A.C. Attard, S.F. Collins, G.G. Shute, B.M. Spicer, V.C. Officer, I.D. Svalbe, R.S. Henderson et W.E. Dollhopf, Phys. Rev. C24 (1981) 59.



**TABLE RONDE**  
**animée par**

**D. GOGNY**

Service de Physique Neutronique et Nucléaire, CEN Bruyères-le-Châtel



L I S T E   D E S   P A R T I C I P A N T S

ABGRALL, Yvon, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan  
 ABZOUZI, Ali, Institut de Physique, U.S.T.H.B., B.P. n° 9, Dar El Beida, Alger (Algérie)  
 ARDISSON, Claire, U.E.R.F.S.T., 28, avenue Valrose, 06034 Nice Cedex  
 AUDI, Georges, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 108, 91406 Orsay  
 AZAIEZ, Faïçal, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay  
  
 BARTEL, Johann, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan  
 BAZANTAY, Jean-Paul, D.Ph.N./HE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex  
 BENCHEIKH, Kamel, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan  
 BENNOUR, Leila, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 104, 91406 Orsay  
 de BETTENCOURT, Maria-Joaquina, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 104, 91406 Orsay  
 BLAIZOT, Jean-Paul, D.Ph.T., CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex  
 BOGAERT, Gilles, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 108, 91406 Orsay Cedex  
 BONCHE, Paul, D.Ph.T., CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex  
 BOOSE, Dominique, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex  
 BORREL, Véronique, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay  
 BOUCHENEB, Narrimane, C.D.T.B., Commissariat aux Energies Nouvelles, B.P. n° 1017, Alger (Algérie)  
 BRUANDET, Jean-François, Institut des Sciences Nucléaires, 53, avenue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex  
  
 CABOT, Claude, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay  
 CELLER, Anna, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 104, 91406 Orsay  
 CHAVEZ-LOMELI, Efrain-Raphael, D.Ph.N./BE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex  
 CHEMIN, Jean-François, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan  
 CLEMENS, Jean-Claude, D.Ph.N./HE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex  
 COC, Alain, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 108, 91406 Orsay  
  
 DELLA NEGRA, Serge, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay  
 DENEFFE, Kristin, Institut de Physique Nucléaire, 43, boulevard du 11 novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex  
 DESCOUVEMONT, Pierre, Laboratoire de Physique Théorique et Mathématique, CP 229, Université Libre de Bruxelles (Belgique)  
 DUFOUR, Jean-Pierre, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut-Vigneau, 33170 Gradignan  
  
 EL SAMMAN, Hussein, Institut des Sciences Nucléaires, 53, avenue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex  
 EPPERRE, Marcelle, Division EP, CERN, 1211 Genève 23 (Suisse)  
  
 FLEURY, Alain, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut-Vigneau, 33170 Gradignan  
 FROIS, Bernard, D.Ph.N./HE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex  
  
 GADI, Fatma-Zohra, C.D.T.B., Commissariat aux Energies Nouvelles, B.P. n° 1017, Alger (Algérie)  
 GALES, Sidney, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay  
 GENEVEY, Janine, Institut des Sciences Nucléaires, 53, avenue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex  
 GILLIBERT, Alain, Institut des Sciences Nucléaires, 53, avenue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex  
 GIROD, Michel, CEN Bruyères-le-Châtel, B.P. n° 561, 92542 Montrouge Cedex  
 GOGNY, Daniel, CEN Bruyères-le-Châtel, B.P. n° 561, 92542 Montrouge Cedex  
 de GONCOURT, Brigitte, Centre d'Etudes Nucléaires, B.P. n° 85 X, 38041 Grenoble Cedex  
 GOUTTE, Dominique, D.Ph.N./HE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex  
 GUILLEMAUD-MUELLER, Dominique, GANIL, B.P. n° 5027, 14021 Caen Cedex

- HAAS, Bernard, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex  
 HANNACHI, Fazia, C.D.T.B., Commissariat aux Energies Nouvelles, B.P. n° 1017, Alger-Gare (Algérie)  
 HASSANI, Saoud, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex  
 HEUER, Daniel, Centre d'Etudes Nucléaires, B.P. n° 85 X, 38041 Grenoble Cedex  
 HUYSE, Mark, Instituut voor kern en Stralingsfysika, K.U. Leuven, Celestijnenlaan 200 D,  
 3030 Leuven (Belgique)
- JACQUET, Dominique, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay
- KHAZROUNI, Sadok, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex  
 KROTH, Rainer, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, Philosophenweg 12, 6900  
 Heidelberg (R.F.A.)
- LABARSOUQUE, Jean, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine du  
 Haut-Vigneau, 33170 Gradignan  
 LEFEBVRE, Anne, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 104, 91406 Orsay  
 LEROUX, Bernard, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut-Vigneau,  
 33170 Gradignan  
 LIATARD, Eric, Institut des Sciences Nucléaires, 53, avenue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex  
 LLERES, Annick, Institut des Sciences Nucléaires, 53, avenue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex
- MAHAUX, Claude, Université de Liège, Institut de Physique, Sart-Tilman, 4000 Liège 1 (Belgique)  
 MEDJADI, Djamal-Eddine, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine  
 du Haut-Vigneau, 33170 Gradignan  
 MEYER, Michèle, Institut de Physique Nucléaire, 43, boulevard du 11 novembre 1918, 69622  
 Villeurbanne Cedex  
 MONNET, François, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay  
 MORAND, Bernard, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine du  
 Haut-Vigneau, 33170 Gradignan  
 MOREAU, Joris, Laboratorium voor kernfysica, Proeftuinstraat 42, 9000 Gent (Belgique)
- NAULIN, François, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay  
 NOUREDINE, Abdelmajid, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex
- OLLIVIER, Thierry, Institut de Physique Nucléaire, 43, boulevard du 11 novembre 1918, 69622  
 Villeurbanne Cedex
- PORQUET, Marie-Geneviève, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse,  
 Bât. 104, 91406 Orsay  
 PRAVIKOFF, Michel, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut-Vigneau,  
 33170 Gradignan
- QUENTIN, Philippe, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine du  
 Haut-Vigneau, 33170 Gradignan
- RODRIGUEZ, Louis, D.Ph.N./BE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex  
 ROUSSIERE, Brigitte, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay  
 SAINT-LAURENT, Marie-Geneviève, GANIL, B.P. n° 5027, 14021 Caen Cedex  
 SAINT-LAURENT, François, GANIL, B.P. n° 5027, 14021 Caen Cedex  
 SAMI, Taklit, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex  
 SERGOLLE, Henri, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay  
 SZYMANSKI, Zdzislaw, Institut des Sciences Nucléaires, 53, avenue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex
- THIBAUD, Jean-Pierre, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât.104,  
 91406 Orsay  
 TOUCHARD, François, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 108, 91406 Orsay
- VAN DE PEUTTE, Pascale, Faculté des Sciences de l'Université de l'Etat à Mons, Avenue Maistriau  
 19, 7000 Mons (Belgique)  
 VANNESTE, Ludo, Instituut voor kern en Stralingsfysika, K.U. Leuven, Celestijnenlaan 200 D,  
 3030 Leuven (Belgique)  
 VIENNOT, Michel, Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences, Avenue Ibn Batota,  
 Rabat, (Maroc)  
 VIVIEN, Jean-Pierre, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex
- WEISS, Béatrice, Laboratoire de Radiochimie, Faculté des Sciences, Parc Valrose, 06034 Nice  
 WOUTERS, Jan, Instituut voor kern en Stralingsfysika, K.U. Leuven, Celestijnenlaan 200 D,  
 3030 Leuven (Belgique)