



**HAL**  
open science

# RESONANCES GEANTES DANS LES NOYAUX

O. Bohigas

► **To cite this version:**

O. Bohigas. RESONANCES GEANTES DANS LES NOYAUX. Congrès General de la Societe Francaise de Physique, 1979, Toulouse, France. pp.C3-141-C3-147, 10.1051/jphyscol:1980320 . jpa-00219839

**HAL Id: jpa-00219839**

**<https://hal.science/jpa-00219839>**

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

## RESONANCES GEANTES DANS LES NOYAUX

Bohigas, O.

*Division de Physique Théorique\**, IPN, 91406 Orsay, France

Qu'il y a des résonances géantes dans les noyaux est connu depuis 1948 : Baldwin et Klaiber mirent en évidence la présence d'une résonance large dans la section efficace ( $\gamma, n$ ) ainsi que dans la section efficace de photofission. Goldhaber et Teller l'interprétèrent comme due à l'excitation d'un mode normal du noyau (vibration dipolaire électrique  $E1, T=1$  - protons et neutrons vibrant en opposition de phase). Malgré l'énorme développement expérimental de la physique nucléaire, il a fallu attendre près de 25 ans avant que de nouvelles résonances géantes aient pu être observées. En effet, l'existence de la résonance géante électrique quadrupolaire isoscalaire ( $E2, T=0$ ) a été établie au début des années 70 et, plus récemment, une systématique sur la résonance électrique monopolaire isoscalaire ( $E0, T=0$ , "breathing mode" ou mode respiratoire) est en train de voir le jour. Dans cette revue nous nous restreignons pratiquement à ces trois modes -  $E1 T=1$ ,  $E2 T=0$  et  $E0 T=0$ . Dans une première partie nous rappelons les faits expérimentaux et dans une deuxième nous donnons quelques exemples du type de renseignement que les données expérimentales fournissent.

1. Systématique expérimentale

Les résonances géantes ont été excitées en utilisant différentes réactions. La systématique de la résonance dipolaire provient surtout de l'étude de réactions photonucléaires avec des photons monochromatiques [1,2]. Dû à la nature électromagnétique du processus mis en jeu, peu d'incertitudes entament l'analyse de ces réactions. Par contre, la plupart des données sur les résonances  $E2 T=0$  et  $E0 T=0$

proviennent d'expériences de diffusion inélastique de hadrons ( $p, d, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ ) ayant une certaine de MeV d'énergie cinétique. Pour pouvoir extraire des données expérimentales les quantités intéressantes, il faut passer par des modèles tant en ce qui concerne le processus de réaction (interaction directe), qu'en ce qui concerne la nature du spectre d'excitation du système (densités de transition). Le résultat est que les paramètres qu'on peut extraire sont entamés d'incertitudes qu'il est très difficile de chiffrer. C'est surtout en comparant des résultats obtenus par des réactions utilisant des projectiles différents pour exciter la même résonance qu'on peut avoir une idée approximative sur ces incertitudes.

Rappelons enfin que pour avoir droit au titre de résonance géante il faut que deux critères soient satisfaits (critères correspondant à l'existence de mouvements collectifs).

- i) présence systématique dans beaucoup de noyaux ; corrélativement, variation lente de la position en énergie par rapport au nombre de masse
- ii) une partie importante de la force (strength) du mode considéré doit être épuisée par la résonance. On utilise habituellement comme jauge la règle de somme linéaire en énergie (EWSR), la raison étant que cette quantité est relativement peu dépendante du modèle considéré.

1.1 Résonance dipolaire (GDR)

Fréquemment on paramétrise l'énergie de la GDR par une loi du type  $79 A^{-\frac{1}{3}}$  (MeV) (voir, par exemple, ref.[3]). La fig. 1b

\* Laboratoire Associé au C.N.R.S.

montre qu'un bon accord avec les données expérimentales est ainsi obtenu. Cependant

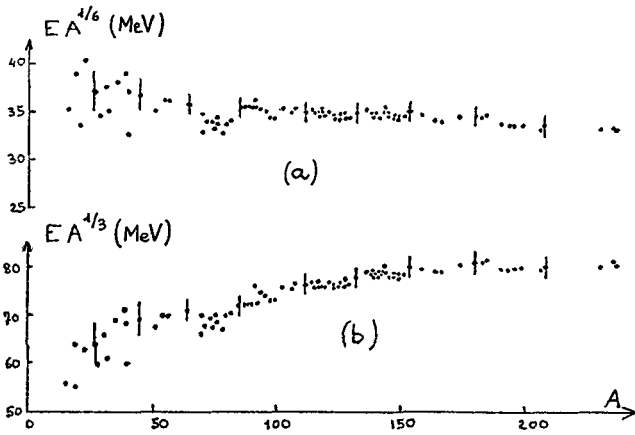


Fig.1. Variation de l'énergie expérimentale E de la GDR en fonction du nombre de masse A ; a)  $EA^{2/3} = \text{Cte}$ , b)  $EA^{4/3} = \text{Cte}$  (ref. [ 2 ]).

il serait faux de conclure que les données expérimentales montrent qu'une telle dépendance est la seule possible. En effet, la fig. 1a montre qu'un accord de la même qualité peut être obtenu en utilisant une forme  $\propto A^{-1/6}$ . Rappelons qu'une loi du type  $A^{-1/3}$  est obtenue si l'on suppose que neutrons et protons vibrent en opposition de phase en laissant inchangée la frontière du noyau (mode de volume ou Steinwedel-Jensen) et qu'une loi du type  $A^{-1/6}$  est obtenue si l'on suppose que neutrons et protons vibrent en opposition de phase mais dans leur ensemble (mode de surface ou Goldhaber-Teller).

La fig. 2a montre la systématique des largeurs de la GDR. Des effets de couches et de déformation sont apparents. Dans la fig. 2b sont reproduits les résultats sur la fraction de EWSR épuisée par la GDR. On observe que 1.3-1.4 est une valeur typique pour des noyaux moyens et lourds (en conséquence le critère ii) est bien vérifié).

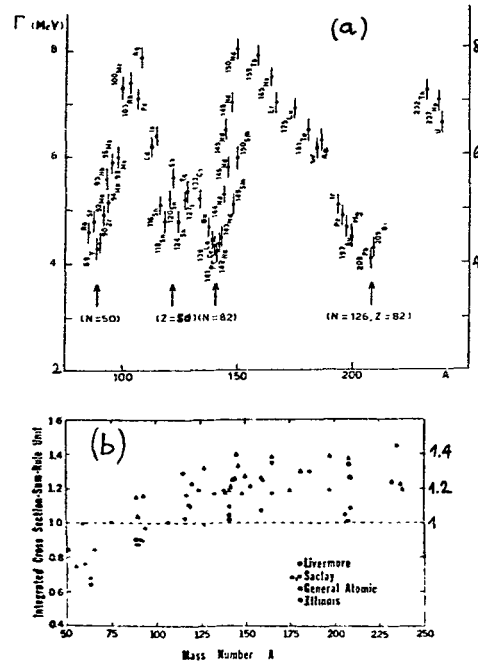


Fig.2. a) Valeurs expérimentales de largeurs  $\Gamma$  (FWHM) de la résonance dipolaire obtenues à Saclay en mesurant la section efficace de photoneutrons (ref. [ 2 ]); b) valeurs de sections efficaces intégrées en extrapolant des courbes Lorentziennes, en unités de  $60NZ/A \text{ MeV}\cdot\text{mb}$  (ref. [ 1 ]).

### 1.2 Résonance quadrupolaire (GQR)

La figure 3 montre la systématique de la GQR : (a) énergie, (b) largeur et (c) pourcentage de EWSR. La systématique sur la position et la largeur montre que le critère i) est vérifié ; la valeur du pourcentage de EWSR (grand pour des noyaux moyens et lourds) indique que le critère ii) est également vérifié. Signalons cependant que la situation est moins claire concernant le pourcentage de EWSR, que ce que la fig. 3c indique : en effet, les résultats en désaccord clair avec ceux reproduits, obtenus en particulier par diffusion inélastique d'électrons, ont été exclus. Probablement, des barres d'erreur plus grandes que celles indiquées reflèteraient mieux la situation expérimentale.

progrès récents effectués dans ce domaine sont basés sur

- 1) des mesures de sections efficaces à de très petits angles pour obtenir une signature claire de la multipolarité : en effet, les transitions monopolaires ont un maximum à  $0^\circ$  et présentent un premier minimum aux petits angles ( $\sim 5^\circ$ ), où les transitions  $L=2$  ont un maximum. Au delà, les deux distributions angulaires oscillent en phase et ne permettent donc plus de distinguer le caractère  $L=0$  ou  $L=2$ .
- 2) la réduction du bruit de fond instrumental, provenant principalement de particules diffusées élastiquement par la cible et qui subissent une rediffusion dans le spectromètre ou dans les bords des collimateurs. Depuis les premières mesures effectuées à très petit angle [6], un facteur dix dans le rapport signal/bruit au pic de la résonance (de  $1/10$  à  $1/1$  [5,7]) a été gagné. Il faut signaler que, même si le bruit de fond a été éliminé, la soustraction d'un fond physique (non instrumental) continue à être un des points faibles de ces analyses.

La fig.4 montre la compilation des résultats expérimentaux [5-8], a) énergie de la résonance, b) largeur, c) pourcentage de EWSR. Les données montrent qu'une loi  $E \sim 80 A^{-1/3}$  MeV reproduit bien la position, que les largeurs sont typiquement de  $\sim 3$  MeV et qu'une fraction importante de EWSR est épuisée par la résonance pour les noyaux moyens et lourds. Ces analyses contiennent encore un certain degré de subjectivité. Par exemple, les résultats présentés dans la ref.[8] et inclus dans la fig.4 proviennent de données initialement publiées comme mettant en évidence la GQR (et la GDR). C'est en reanalysant les données que les mêmes auteurs ont conclu ultérieurement qu'elles étaient compatibles avec la présence de la GQR et de la GMR.

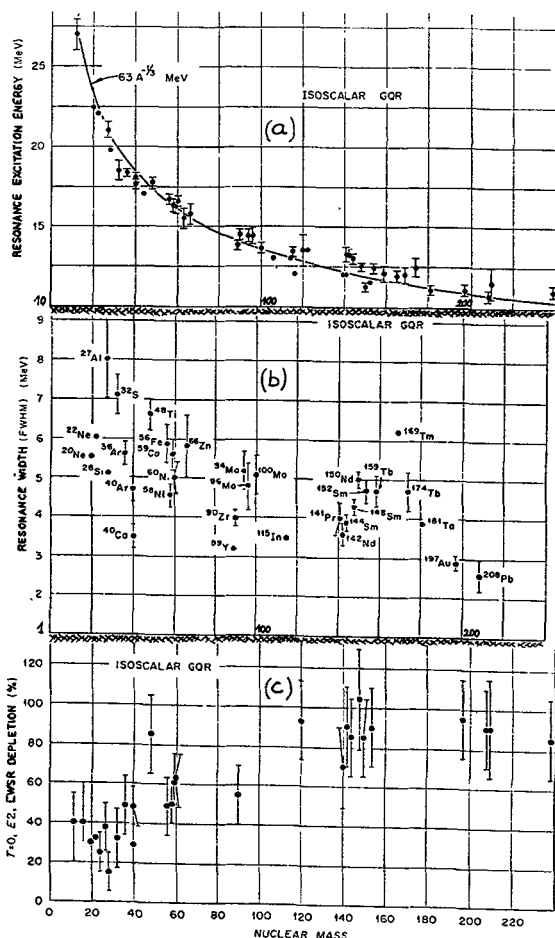


Fig. 3. Données expérimentales sur la résonance géante E2,  $T=0$ .  
 a) Variation de l'énergie en fonction du nombre de masse A ; b) largeur ;  
 c) pourcentage de EWSR épuisé par la résonance (ref.[4]).

### 1.3 Résonance monopolaire (GMR)

Les résultats les plus probants sur la GMR ont été obtenus par diffusion inélastique de hadrons : diffusion de deutons de 82 et 108 MeV à Orsay [5], diffusion de alphas de 96 MeV à Texas [6], diffusion de  $^3\text{He}$  de 108 MeV à Grenoble [7] et diffusion de protons de 60 MeV à Oak Ridge [8]. Les

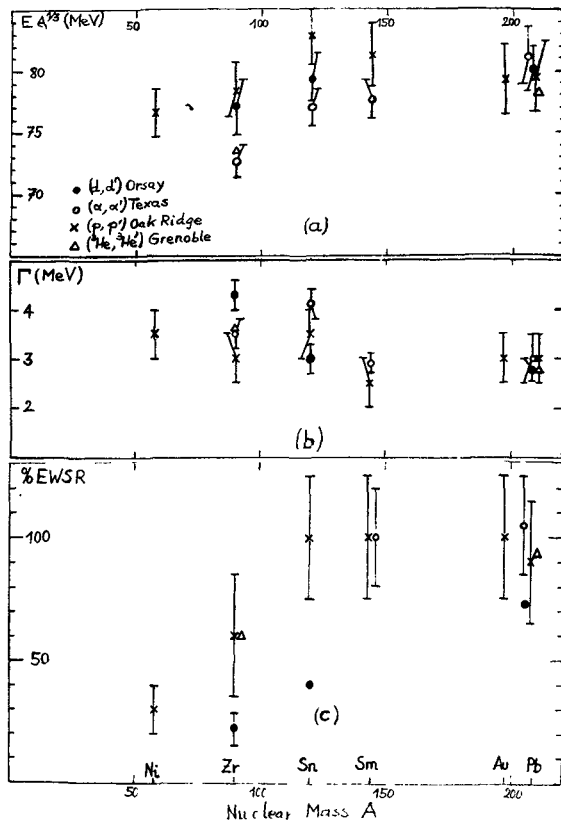


Fig. 4. Données expérimentales sur la résonance géante E=0 T=0. a) variation de l'énergie,  $EA^3 = Cte$ ; b) largeur; c) pourcentage de EWSR épuisé par la résonance (refs.[5-8]).

2. Descriptions théoriques

Les vibrations du noyau autour de leur position d'équilibre engendrent les résonances géantes. C'est dans le cadre de la RPA selfconsistante qu'ont été faites les descriptions les plus satisfaisantes d'un point de vue microscopique. Les principaux mérites d'une telle approche sont

- i) description unifiée des propriétés statiques (énergie de liaison et densité de l'état fondamental) et du spectre d'excitation. La même interaction effective est utilisée pour décrire le champ moyen et les excitations particule-trou.

ii) le caractère collectif ou pas de l'excitation est un résultat de la théorie et non pas une hypothèse supplémentaire. La RPA donne la distribution en énergie de la force (strength). Si des états de particule qui sont dans le continu sont utilisés dans la base, l'étalement de la force devient continu.

La fig.5 reproduit des résultats de Liu et Giai [9] obtenus en suivant une telle approche et en utilisant une interaction effective phénoménologique du type de Skyrme [10].

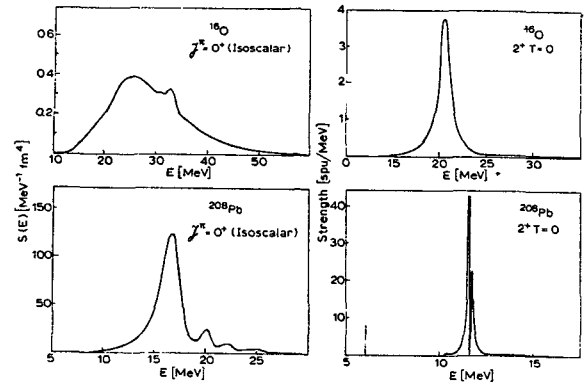


Fig. 5. Résultats obtenus par des calculs RPA selfconsistants incluant le continu pour  $^{16}O$  et  $^{208}Pb$  (modes  $E0, T=0$  et  $E2 T=0$ ) (ref.[9]).

Il est utile, pour extraire les caractéristiques générales de la force, d'introduire les règles de somme  $m_k(Q)$  [11]

$$m_k(Q) = \sum_n E_{n0}^k |Q_{n0}|^2$$

où  $E_{n0}$  est l'énergie d'excitation du n-ième état,  $Q$  l'opérateur d'excitation et  $k$  un nombre entier. Si la distribution de la force est peu structurée et concentrée en énergie (excitation collective), on peut espérer que la connaissance de quelques règles de somme donnera l'essentiel de l'information. Un des intérêts dans l'utilisation des règles de somme réside dans le fait que, pour certaines valeurs de  $k$ , les calculs deviennent très simples comparativement aux calculs complets - dans certains cas, analytiques. Il s'avère aussi qu'à travers les règles de somme on peut

systematiser et unifier différentes méthodes d'étude du mouvement collectif [12] (coordonnée génératrice, cranking, modèles hydrodynamiques).

### 2.1 Cas dipolaire (E1, T=1)

a)  $m_{-1}$

$m_{-1}$  est proportionnel à

$$\sigma_{-2} \equiv \int \frac{\sigma(\omega)}{\omega^2} d\omega = \frac{2\pi^2}{\hbar c} \alpha$$

où  $\sigma(\omega)$  est la section efficace de photo-absorption et  $\alpha$  la polarisabilité du noyau. Un modèle macroscopique (Migdal) prédit  $\sigma_{-2} = 2.25 A^{\frac{5}{3}} \mu\text{b/MeV}$ ; dans cette estimation la seule information qui est utilisée est l'énergie de symétrie  $E_S$  de la matière nucléaire. Par un calcul de Hartree-Fock avec contrainte (CHF) on peut étudier la réponse du noyau à un champ dipolaire extérieur et en déduire la valeur de la polarisabilité  $\alpha$  [13]. Le tableau 1 montre les résultats ainsi obtenus, en utilisant

	SIII	SkM	Migdal	Exp.
$^{16}\text{O}$	0.51	0.57	0.23	0.58 [15]
$^{208}\text{Pb}$	19.2	21.0	16.4	19±2 [16]

Tableau 1. Valeurs de  $C_2$  (en mb/MeV) calculées par la méthode CHF avec différentes forces - SIII [10], SkM [14] - comparées à l'estimation de Migdal et aux valeurs expérimentales (ref. [13]).

différentes forces effectives, et les valeurs expérimentales. On voit que la prédiction de Migdal donne une estimation, mais que si l'on veut un accord quantitatif, il faut tenir compte d'effets de surface, comme c'est le cas dans les calculs CHF.

b)  $m_0$

$m_0$  est proportionnel à

$$\sigma_{-1} = \int \frac{\sigma(\omega)}{\omega} d\omega$$

Dellafiore et Brink [17] ont montré que

$$\sigma_{-1} = \frac{4}{3} \pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left( \frac{NZ}{A} \right)^2 \langle 0 | \tilde{r}^2 | 0 \rangle$$

où  $\tilde{r}$  est la distance entre le centre de masse de protons et de neutrons.  $m_0$  peut donc être interprété comme l'amplitude carrée moyenne du mouvement de point zéro

dans la vibration de Goldhaber-Teller et peut être extrait directement des données expérimentales.

c)  $m_1$

$m_1$  est proportionnel à la section efficace intégrée  $\sigma_0 = \int \sigma(\omega) d\omega$ . On écrit généralement

$$\sigma_0 = 2\pi^2 \frac{e^2 \hbar}{mc} \frac{NZ}{A} (1+\kappa);$$

le facteur d'accélération  $\kappa$  constitue une mesure globale des effets d'échange et de dépendance en vitesse de l'interaction nucléaire [18] (voir contribution de P. Carlos à cette conférence)

### 2.2 Cas quadrupolaire (E2, T=0)

a)  $m_1$

Dû au caractère isoscalaire de l'opérateur, on obtient le résultat indépendant du modèle

$$m_1 = (2\hbar^2/m) A \langle r^2 \rangle$$

où  $\langle r^2 \rangle$  est le rayon carré moyen de l'état fondamental.

b)  $m_3$

En utilisant des forces schématiques du type de Skyrme on obtient

$$m_3 \approx 4 \left( \frac{2\hbar^2}{m} \right)^2 (T + E_{fin})$$

où  $T$  est l'énergie cinétique totale de l'état fondamental et  $E_{fin}$  est la contribution à l'énergie provenant des termes de l'interaction qui dépendent de la vitesse et qui engendrent une non-localité du champ moyen. Si l'on admet que la force (strength) quadrupolaire est concentrée en énergie, on a une estimation de la position  $E_Q$  de la résonance géante par

$$E_Q^2 = \frac{m_3}{m_1} \approx \frac{4\hbar^2}{Am \langle r^2 \rangle} T \left( 1 + \frac{E_{fin}}{T} \right) \approx \frac{4\hbar^2}{Am \langle r^2 \rangle} T \frac{m}{m^*}$$

où  $m^*$  est la masse effective dans la matière nucléaire. En utilisant l'information expérimentale  $E_Q \approx 63 A^{-\frac{1}{3}}$  MeV on obtient une estimation pour la masse effective

$$m^*/m \approx 0.8$$

2.3 Cas monopolaire (E0, T=0)

a)  $m_1$

On obtient le résultat indépendant du modèle

$$m_1 = (2 \hbar^2 / m) A \langle r^2 \rangle$$

b)  $m_3$

Si l'on adopte comme coordonnée collective la variable de scaling, la règle de somme cubique en énergie  $m_3$  est proportionnelle à l'incompressibilité du noyau  $K_A$

$$K_A = \frac{1}{2} \left( \frac{m}{\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{A} m_3$$

et peut être calculée facilement. En supposant que la force (strength) monopolaire est concentrée en énergie, on a une estimation de la position  $E_M$  de la résonance monopolaire par

$$E_M^2 \approx \frac{m_3}{m_1} = \frac{\hbar^2}{\langle r^2 \rangle} \frac{K_A}{m}$$

En utilisant l'information expérimentale  $E_M \approx 80 A^{-1/3}$  MeV, qui donne  $K_A \approx 150$  MeV, on peut en déduire une estimation de la puissance  $\gamma$  dans la densité dans des interactions effectives du type de Skyrme  $\gamma \approx \frac{1}{3}$  ou  $\frac{1}{6}$  (rappelons que  $\gamma = 1$  pour les forces de Skyrme habituelles). On peut aussi montrer que dans ce modèle on a

$$K_{nm} \approx K_A + 65 (\gamma + 1) \text{ (MeV)}$$

où  $K_{nm}$  est l'incompressibilité de la matière nucléaire. En utilisant  $\gamma \approx \frac{1}{6}$ ,  $K_A \approx 150$  MeV on trouve  $K_{nm} \approx 230$  MeV, en accord avec l'estimation donnée par Blaizot et al. [19].

	L = 0		L = 1 T = 1	
	T = 0		T = 1	
	Calc.	Exp.	Calc.	Calc. Exp.
<sup>16</sup> O	25.3		39.9	22.7 24
<sup>40</sup> Ca	21.5		36.9	19.8 20
<sup>58</sup> Ni	19.6	~20	35.2	18.5 18.5
<sup>90</sup> Zr	17.3	16.2-17.5	32.6	16.7 16.7
<sup>120</sup> Sn	16.2	15.6-17	30.9	15.7 15.4
<sup>144</sup> Sm	15.1	14.8-15.5	30.2	15.1 15.3
<sup>197</sup> Au	14.1	~13.6	28.1	14.0 13.7
<sup>208</sup> Pb	14.0	13.2-13.7	27.7	13.8 13.4

Tableau 2. Comparaison entre les valeurs calculées et observées des énergies (en MeV) de résonances géantes (ref. [14])

On voit donc que l'information expérimentale sur les résonances géantes peut être mise à profit pour déterminer quelques caractéristiques importantes de l'interaction effective entre nucléons. Il en résulte une description consistante du champ moyen et des vibrations autour de sa position d'équilibre. Nous illustrons ce dernier point dans le tableau 2, en donnant des résultats obtenus [14] avec une force du type de Skyrme ajustée en tenant compte des contraintes expérimentales imposées par 1) les propriétés statiques et 2) les propriétés de vibrations, c'est à dire telle que  $m^*/m \approx 0.8$ ,  $\gamma = 1/6$ ,  $K_{nm} \approx 220$  MeV et  $\kappa_{nm} \approx 0.5$ .

Références

- [1] B.L. Berman and S.C. Fulz, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 713
- [2] R. Bergère in "Photonuclear Reactions I", Lecture Notes in Physics Vol.61, Springer Verlag 1977
- [3] A. Bohr and B. Mottelson, "Nuclear Structure", Vol.2, Benjamin, 1975
- [4] F.E. Bertrand, Ann. Rev. Nucl. Sci. 26 (1976) 457
- [5] N. Marty et al., IPNO/PhN 75-11, 1975 Orsay ; N. Marty et al., Proc. Intern. Symp. on Highly Excited States in Nuclei, Jülich (1975) p.17 ; N. Marty et al., IPNO/PhN 79-18, Conf. on Large Amplitude Collective Nuclear Motions, Balaton 1979 et communication à cette Conférence.
- [6] D.H. Youngblood et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1188 et communication privée
- [7] M. Buenerd et al. preprint ISN Grenoble 1979 et communication à cette Conférence
- [8] F.E. Bertrand et al. Phys. Lett. 80B (1979) 198
- [9] K.F. Liu and N.V. Giai, Phys. Lett. 65B (1976) 23 et communication privée
- [10] M. Beiner et al., Nucl. Phys. A238 (1975)29
- [11] O. Bohigas, A.M. Lane et J. Martorell, Phys. Rep. 51 (1979) 267
- [12] O. Bohigas, J. Martorell and A.M. Lane, Phys. Lett. 64B (1976) 1.  
K. Goeke, A.M. Lane and J. Martorell, Nucl. Phys. A296 (1978) 109
- [13] O. Bohigas et D. Vautherin, communication à cette Conférence et à publier
- [14] H. Krivine, J. Treiner and O. Bohigas, preprint IPNO/TH 79-29, Orsay 1979
- [15] J. Ahrens et al. Nuov. Cim. 32A (1976) 364
- [16] A. Veyssière et al., Nucl. Phys. A159 (1970) 561
- [17] A. Dellafiore and D.M. Brink, Nucl. Phys. A286 (1977) 474
- [18] J.S. Levinger, Nuclear Photo-desintegration, Oxford University Press, Oxford 1960
- [19] J.P. Blaizot, D. Gogny and B. Grammaticos, Nucl. Phys. A265 (1976) 315