



**HAL**  
open science

# LES RÉSONANCES GÉANTES

R. Bergère

► **To cite this version:**

R. Bergère. LES RÉSONANCES GÉANTES. Journal de Physique Colloques, 1974, 35 (C5), pp.C5-53-C5-60. 10.1051/jphyscol:1974533 . jpa-00215696

**HAL Id: jpa-00215696**

**<https://hal.science/jpa-00215696>**

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.

## LES RÉSONANCES GÉANTES

R. BERGÈRE

Département de Physique Nucléaire, CEN, Saclay, BP 2, 91190 Gif-sur-Yvette, France

**Résumé.** — Récemment un grand nombre de données expérimentales ont été publiées concernant les modes de vibrations collectives à haute énergie des nucléons appelés résonances géantes. Les énergies auxquelles ces résonances géantes ont été observées coïncident bien avec les prédictions de la classification hydrodynamique proposée par Bohr et Mottelson. Ces données expérimentales sont présentées suivant la façon dont ces résonances géantes ont été excitées : par absorption de photons réels, par capture radiative de protons ou d'alphas, par diffusion inélastique de hadrons, par excitation virtuelle des noyaux, par diffusion inélastique d'électrons ou par capture de mésons  $\mu^-$  et  $\pi^-$ .

**Abstract.** — Recently a number of experimental data about the high energy collective modes in nuclei (giant resonances) have been published. The observed energies for these giant resonances agree with those proposed in Bohr-Mottelson's hydrodynamic classification. These experimental data are summarized according to the method used to excite the giant resonances : by absorption of real photons, by radiative capture of protons and alphas, by inelastic scattering of hadrons, by virtual excitation of nuclei, by inelastic scattering of electrons and by capture of  $\mu^-$  and  $\pi^-$  mesons.

On appelle résonance géante des modes d'excitation collective à haute énergie dans lesquels se produisent des mouvements cohérents de nucléons qu'on peut, au moins en première approximation, décrire en terme d'hydrodynamique. Les taux de transition pour l'excitation ou la désexcitation électromagnétique d'un tel état doivent donc être très supérieurs aux taux de transition calculés pour une particule et épuiser une fraction importante des règles de somme qu'on peut calculer théoriquement. Ce qui veut dire qu'un tel mode sera essentiellement concentré autour d'une énergie particulière et apparaîtra comme une *résonance*. En fait cette résonance sera large, constituée de la superposition de plusieurs états qui se recouvriront car les noyaux sont alors excités au-dessus du seuil d'émission des nucléons.

Alors que la résonance géante dipolaire  $E1$  a été seule l'objet d'études théoriques et surtout expérimentales poussées de 1950 à 1970 environ, depuis 1970 un grand nombre d'articles théoriques et expérimentaux sont parus concernant de nombreux autres types possibles de résonances géantes.

Il semble donc utile de résumer d'abord les classifications possibles de ces résonances géantes en insistant en particulier sur i) la relation entre leur nature et leur énergie propre ; ii) les prédictions des règles de somme correspondantes. Ensuite, à titre de comparaison, on présentera un résumé des données caractérisant la résonance géante dipolaire. Enfin, on peut essayer, au moins sommairement, de classer les nombreux articles expérimentaux récents suivant la façon

dont sont excitées dans les noyaux les vibrations collectives de résonance géante :

- par absorption ou diffusion de photons réels ;
- par capture radiative de protons ou de particules alpha ;
- par diffusion inélastique de hadrons ;
- par excitation virtuelle des noyaux (polarisation du cœur) ;
- par diffusion inélastique d'électrons ;
- par capture de mésons  $\mu^-$  ou  $\pi^-$ .

1. **Classification des résonances géantes.** — Bohr et Mottelson, en particulier, ont étudié une classification [1, 2] complète de ces modes vibrationnels propres des noyaux en partant de l'étude hydrodynamique des modes propres d'une goutte liquide et en précisant cette classification par l'introduction de considérations purement nucléaires liées par exemple à certaines caractéristiques du modèle en couches ou à la prise en compte de variables comme l'isospin ou le spin des particules participant à la vibration. Il est évidemment plus simple de résumer une telle classification en considérant le cas des noyaux ayant une forme d'équilibre sphérique. Les modes vibrationnels sont alors caractérisés par les nombres quantiques multipolaires  $\lambda$  et  $\mu$ . Les amplitudes vibrationnelles correspondantes  $\alpha_{\lambda\mu}$  sont obtenues en représentant les fluctuations  $\delta\rho$  de la densité nucléaire par un développement en harmoniques sphériques. Bohr et Mottelson considèrent trois types principaux de vibrations : i) les oscillations

de surface ; ii) les modes de compression ; iii) les modes de polarisation dans les systèmes à deux fluides.

1.1 LES OSCILLATIONS DE SURFACE. — Les variations radiales de la densité nucléaire  $\rho(r)$  et du potentiel nucléaire correspondant sont alors :

$$\rho(r) = \rho_0(r) - r \frac{\partial \rho_0}{\partial r} \sum_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \alpha_{\lambda\mu} \quad (1)$$

$$\delta V = -r \frac{\partial V}{\partial r} \sum_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^* \alpha_{\lambda\mu}. \quad (2)$$

Ceci conduit à considérer, pour une oscillation de multipolarité  $\lambda$ , un champ de déformation de composante  $F_{\lambda\mu}$  proportionnel à l'opérateur multipolaire  $r^\lambda Y_{\lambda\mu}$  tel que :

$$\delta V_\lambda = \chi_\lambda \sum_{\mu} \alpha_{\lambda\mu} F_{\lambda\mu}^+. \quad (3)$$

Si l'on examine le cas d'une vibration quadrupolaire, les excitations de particules produites par ce champ de déformation quadrupolaire se décomposent alors en deux groupes : l'un dans lequel un nucléon reste dans sa couche ( $\Delta E \simeq 0 \hbar\omega_0$ ) et l'autre dans lequel, pour des raisons de conservation de parité, un nucléon fait un saut de deux couches ( $\Delta E \simeq 2 \hbar\omega_0$ ). Ces deux fréquences caractéristiques proches l'une de  $0 \hbar\omega_0$  et l'autre de  $2 \hbar\omega_0$  impliquent le dédoublement de la vibration de forme quadrupolaire en deux modes, ce que ne prévoyait pas le simple modèle de la goutte liquide. Ces deux modes quadrupolaires sont évidemment isoscalaires purs puisque l'opérateur quadrupolaire ne prend en compte ni le spin ni l'isospin des particules.

Le mode à haute énergie est la résonance géante quadrupolaire isoscalaire, qu'on peut appeler E2 puisqu'elle présente la parité  $(-1)^\lambda$ . En tenant compte de l'effet de ce potentiel de déformation, Bohr et Mottelson montrent que l'énergie de ce mode isoscalaire E2 est ramenée de la valeur non perturbée  $2 \hbar\omega_0 = 2 \times 41 A^{-1/3}$  MeV à la valeur perturbée

$$\sqrt{2} \hbar\omega_0 = 59 A^{-1/3} \text{ MeV}. \quad (4)$$

1.2 LES MODES DE COMPRESSION. — La considération d'une possibilité de compressibilité de la matière nucléaire conduit à une équation d'onde dont la solution présente la forme bien connue :

$$\delta\rho(r, t) = \rho_0 \alpha_{n\lambda\mu}(t) j_\lambda(k_{n\lambda} r) Y_{\lambda\mu}^*. \quad (5)$$

La condition  $\delta\rho(r) = 0$  à la surface nucléaire conduit alors Bohr et Mottelson à prédire pour les fréquences propres des modes de compression :

$$\left. \begin{array}{l} 65 A^{-1/3} \text{ MeV pour } \lambda = 0 \\ 94 A^{-1/3} \text{ MeV pour } \lambda = 1 \\ 120 A^{-1/3} \text{ MeV pour } \lambda = 2 \end{array} \right\}. \quad (6)$$

1.3 MODES DITS DE POLARISATION. — Si l'on considère une oscillation de deux fluides en opposition de phase, par exemple, suivant le schéma donné par

Goldhaber-Teller et par Steinwedel-Jensen pour la résonance dipolaire géante, une oscillation en opposition de phase des neutrons et des protons, l'équation d'onde (5) associée à une surface nucléaire inchangée conduit aux énergies propres [3, 4]

$$\left. \begin{array}{l} 78 A^{-1/3} \text{ MeV pour } \lambda = 1 \\ 126 A^{-1/3} \text{ MeV pour } \lambda = 2 \\ 169 A^{-1/3} \text{ MeV pour } \lambda = 0 \end{array} \right\}. \quad (7)$$

1.4 GÉNÉRALISATION DES MODES DE POLARISATION. — En partant de la symétrie SU4 et en considérant le noyau comme constitué de 4 fluides (protons, neutrons, nucléons avec spin en haut, nucléons avec spin en bas), Foldy et Walecka et Uberall ont montré que les vibrations collectives correspondant à une multipolarité donnée  $\lambda$  des noyaux ( $J^\pi = 0, T = 0$ ) pouvaient être classées suivant les règles de sélection ci-dessous :

$$\Delta S = 1, \quad \Delta T = 0, \quad \Delta S_3 = \pm 1, 0$$

(3 modes de spin)

$$\Delta S = 0, \quad \Delta T = 1, \quad \Delta T_3 = \pm 1, 0$$

(3 modes d'isospin)

$$\Delta S = 1, \quad \Delta T = 1, \quad \Delta S_3 = \pm 1, 0 \\ \Delta T_3 = \pm 1, 0$$

(9 modes de spin-isospin).

Si les forces nucléaires étaient indépendantes des spins et des charges les 15 modes de résonance ci-dessus seraient dégénérés pour une même multipolarité  $\lambda$ . En fait la symétrie (SU4) est seulement approximative et les 15 modes ( $\lambda$ ) ci-dessus auront des énergies différentes dont chacune devrait être évaluée par un calcul microscopique approprié.

1.5 REMARQUE SUR LA DESCRIPTION MICROSCOPIQUE DES RÉSONANCES GÉANTES. — Les modes de résonances géantes, classés ci-dessus suivant des considérations macroscopiques hydrodynamiques, sont liés à l'action d'opérateurs multipolaires à un corps : l'opérateur isoscalaire

$$Q_{0\lambda\mu} = \sum_i r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \varphi_i) \quad (8)$$

l'opérateur isovectoriel

$$Q_{1\lambda\mu} = \sum_i \tau_i^{(3)} r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \varphi_i). \quad (9)$$

Brown et Bolsterli ont montré, dans le cas E1,  $T = 0$ , que les résonances géantes étaient alors décrites par une superposition cohérente des états 1 particule-1 trou créés par ces opérateurs [5]. Récemment Bertsch a montré qu'à partir d'une description Hartree-Fock du fondamental, la RPA donnait une bonne description des excitations collectives de type résonance géante [6]. La figure 1 compare, dans le cas de  $^{40}\text{Ca}$ , les résultats [7] d'un calcul microscopique de ce type avec les prédictions des modèles hydrodynamiques

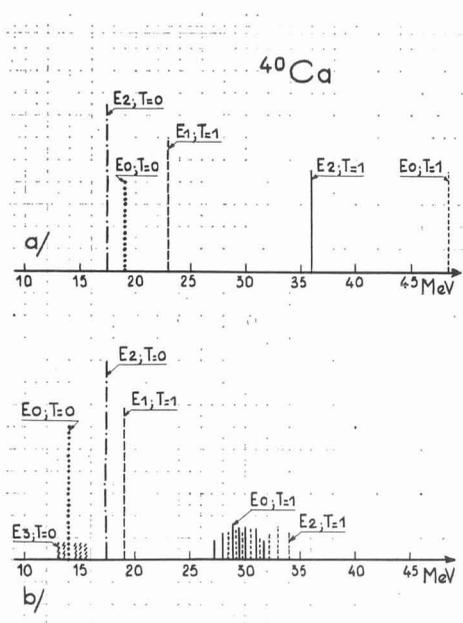


FIG. 1. — Comparaison des énergies prédites pour les résonances E1 ( $T = 1$ ), E2 ( $T = 0$ ), E2 ( $T = 1$ ), E3 ( $T = 0$ ) et E0 par le modèle hydrodynamique de Bohr-Mottelson [2] (Fig. 1a) et par le calcul microscopique de Hammerstein *et al.* [7] (Fig. 1b).

pour la position en énergie des diverses résonances géantes.

2. **Les règles de somme.** — Lane a associé aux opérateurs multipolaires [8, 9] une règle de somme non pondérée en énergie  $\int_{NEW}^{T\lambda}$  et une règle de somme pondérée en énergie  $\int_{EW}^{T1}$  qui est pratiquement indépendante des modèles pour une oscillation isoscalaire  $T = 0$  [8].

$$\int_{EW}^{0\lambda} = \frac{3}{4\pi} \frac{\hbar^2 A}{2M} \lambda(2\lambda + 1) R^{2\lambda-2} \quad (10)$$

et qui représente environ 50 fois la probabilité de transition réduite d'une particule dans le cas  $\lambda = 2$  pour un noyau  $A \simeq 100$ . Lewis a fait remarquer [9] que les transitions  $\lambda = 2, 3, 4$  vers les états liés de  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{208}\text{Pb}$  n'épuisent qu'une fraction de la règle de somme (10), ce qu'il a résumé dans le tableau I ci-dessous.

TABLEAU I

	$\lambda = 0$	1	2	3	4	5	6
$^{40}\text{Ca}$ (%)	0	0	14	38	7,2	11	1,3
$^{208}\text{Pb}$ (%)	0	0	16	47	14	3,3	3,1

Cela incite donc à rechercher, dans des transitions vers des états non liés du type résonance géante, la partie de la règle de somme qui manque dans ces transitions isoscalaires  $E\lambda$  vers des états liés.

3. **Résumé des propriétés de la résonance géante dipolaire E1.** — Ces propriétés ont été intensivement étudiées par réactions photonucléaires et par les réactions inverses de capture radiative et peuvent être résumées comme suit [10] :

3.1 La position moyenne  $E_m$  de la RGD varie lentement avec  $A$  suivant la loi empirique

$$E_m \sim 78 A^{-1/3} \text{ MeV}$$

pour les noyaux  $A \geq 100$  et plutôt suivant la loi  $E_M = 36 A^{-1/6} \text{ MeV}$  pour la position du maximum  $E_M$  d'absorption photonucléaire pour les noyaux  $A \geq 20$ .

3.2 La règle de somme classique de Thomas-Reich et Kuhn  $\int \sigma(\gamma, \text{abs}) dE = 0,06 NZ/A \text{ MeV} \cdot \text{barns}$  est inférieure de 15 % environ aux valeurs expérimentalement mesurées jusqu'à  $E = 35 \text{ MeV}$  pour les noyaux lourds et de 80 % environ pour les valeurs mesurées jusqu'à 140 MeV pour les noyaux légers. Ceci indique qu'on doit tenir compte des termes d'échange dans les transitions isovectorielles.

3.3 Pour les noyaux lourds sphériques la RGD expérimentale est bien représentée par une raie de Lorentz :

$$\sigma_L(E) = \sigma_0 \frac{E^2 \Gamma^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + E^2 \Gamma^2} \quad (11)$$

Pour les noyaux à déformation permanente, une représentation par deux raies de Lorentz permet de retrouver le moment quadrupolaire intrinsèque du noyau. Pour les noyaux de transition (par exemple de  $N = 82$  à  $N = 90$ ), l'élargissement progressif de la RGD est expliqué par couplage de l'oscillation dipolaire isovectorielle de volume aux oscillations isoscalaires quadrupolaires de surface à basse énergie ( $\Delta N = 0$ ).

3.4 Pour certains noyaux  $N \neq Z$  les deux composantes  $T$  et  $T + 1$  de la RGD ont pu être mises en évidence [11].

4. **Excitation par photons réels de résonances géantes autres que E1.** — Comme un photon d'énergie  $\hbar\omega$  n'apporte au noyau qui l'absorbe qu'une faible quantité de mouvement  $\hbar\omega/c$ , l'excitation par photon réel d'oscillations de multipolarité  $\lambda$  élevée et donc, de moment angulaire  $\lambda\hbar$  élevé, sera défavorisée. Néanmoins, certaines expériences d'absorption de photons semblent indiquer au-delà de la résonance géante E1 la présence de faibles résonances réparties autour d'une énergie  $\sim 1,6$  fois  $E_m$  (RGD) et fragmentées par couplage aux oscillations de surface E2,  $T = 0$ ,  $\Delta N = 0$  [12, 13]. Il pourrait s'agir du mode de polarisation E2,  $T = 1$  (Fig. 2).

Vandenbosch a récemment montré par l'étude de la distribution angulaire des fragments de photofission que, pour  $^{240}\text{Pu}$ , la barrière de fission  $1^-$  était

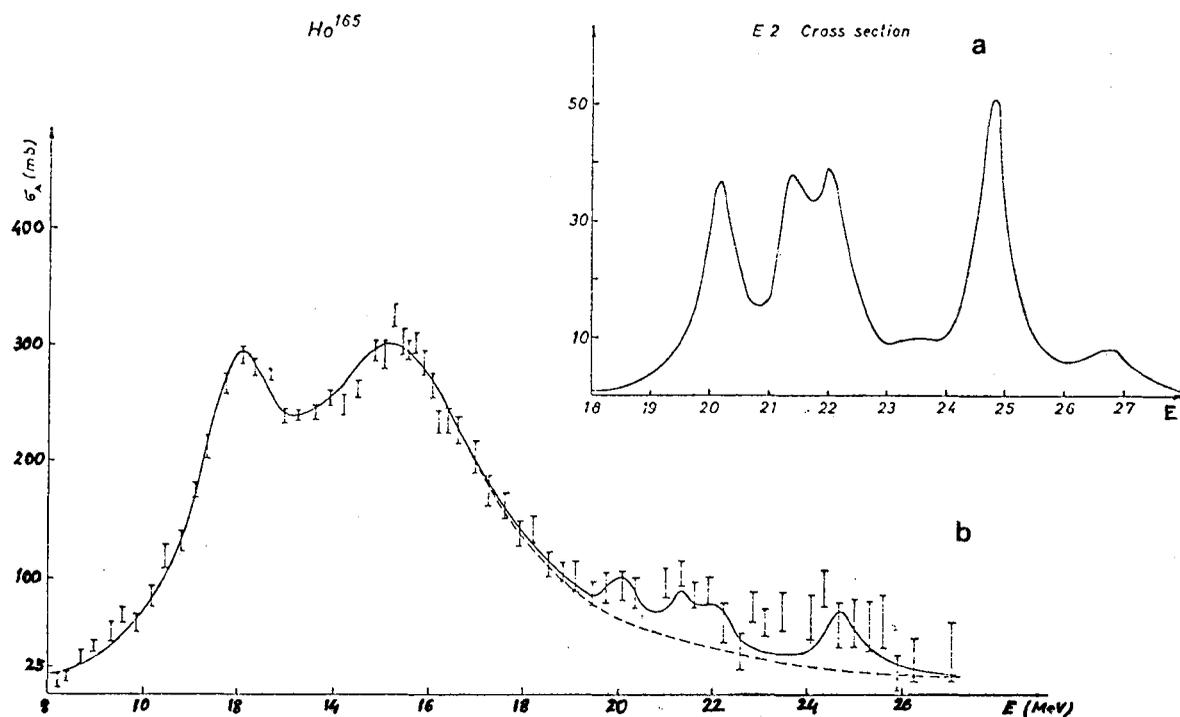


FIG. 2. — Comparaison de l'absorption E2 ( $T = 1$ ) prédite par Ligensa et Greiner [12] (Fig. 2a) avec les données expérimentales obtenues par Bramblett [13] et représentées par la différence entre les points expérimentaux et l'extrapolation (ligne pointillée) des raies de Lorentz représentant l'absorption E1.

plus élevée que la barrière de fission  $2^+$  et qu'au seuil de photofission la voie E2 était favorisée par rapport à la voie E1 [14].

Dans une autre réaction de seuil,  $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$ , faite à Livermore, on a pu montrer par l'analyse des distributions angulaires des neutrons  $n_0$  dans le formalisme du *channel spin*, qu'une résonance géante M1 existait à l'énergie  $E \sim 7,8$  MeV avec une intensité de transition égale à 5 unités de Weisskopf. Il s'agirait du mode de spin-flip  $S = 1$  entre les orbitales de neutrons  $i_{11/2}$  et  $i_{13/2}$  et entre les orbitales de protons  $h_{11/2}$  et  $h_{9/2}$  [15, 16].

Enfin une proposition intéressante a été faite par E. Hayward [17] utilisant la diffusion élastique de photons polarisés linéairement. Les diffusions à  $\theta = 90^\circ$  dans le plan de polarisation et perpendiculairement à ce plan doivent être respectivement purement E2 et purement E1.

**5. Excitation de résonance géante par capture radiative de protons et de particules alpha.** — Les réactions  $(\alpha, \gamma_0)$  permettent de séparer les contributions E1 et E2 par étude des distributions angulaires. En outre la réaction  $(\alpha, \gamma_0)$  sur les noyaux self-conjugués ne peut exciter la capture radiative E1 que par « mélange d'isospin » et doit préférentiellement exciter les modes E2 isoscalaires. Récemment Snover *et al.* ont montré, dans le cas de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma_0)^{16}\text{O}$ , que la section efficace  $\sigma(E2)$  était comparable à  $\sigma(E1)$  et réparties toutes deux, en plusieurs résonances pour des énergies d'excitation  $12 < E_x < 25$  MeV [18]. La force totale

E2 représente dans cette voie environ 17 % de la règle de somme E2,  $T = 0$ . Dans une compilation récente, S. Hanna a aussi montré que, pour les noyaux  $A \leq 40$ , 5 à 8 % de la règle de somme E2,  $T = 0$  était répartie sur la plage  $12 < E_x < 22$  MeV dans la voie  $(\alpha, \gamma_0)$  [19].

Les distributions angulaires  $(p, \gamma_0)$  ont montré que des polynômes de Legendre d'ordre impair, caracté-

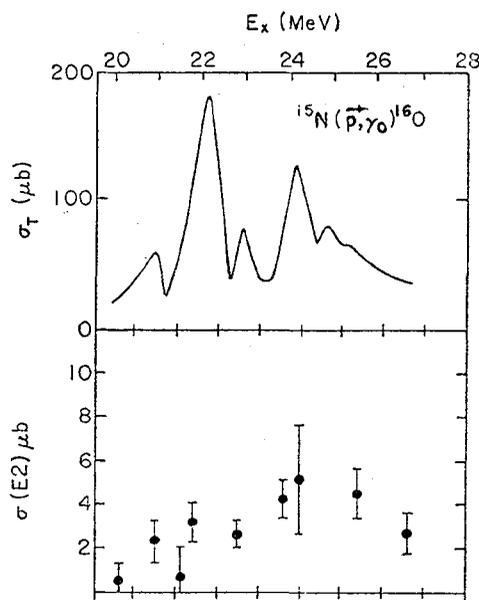


FIG. 3. — Absorption E1 (Fig. 3a) et E2 (Fig. 3b) vue par la réaction  $(p, \gamma_0)$  [21].

ristiques d'interférences E1-E2 devraient être utilisés pour représenter ces contributions à haute énergie ( $E_\alpha > 20$  MeV) [20]. Mais les données les plus impressionnantes ont été fournies par l'utilisation récente de protons polarisés. C'est ainsi que dans la réaction  $^{15}\text{N}(p, \gamma_0)^{16}\text{N}$ , S. Hanna a pu séparer les contri-

butions E1 des ondes partielles  $s_{1/2}$  et  $d_{3/2}$  et les contributions E2 des ondes partielles  $p_{3/2}$  et  $f_{5/2}$  et mettre en évidence une résonance géante  $\sigma(E2)$  entre 20 et 26 MeV qui épuise 30 % de la règle de somme E2 isovectorielle (Fig. 3) [21]. En faisant l'hypothèse  $\sigma(\gamma, n_0) \approx \sigma(\gamma, p_0)$ , on aurait ainsi localisé à une

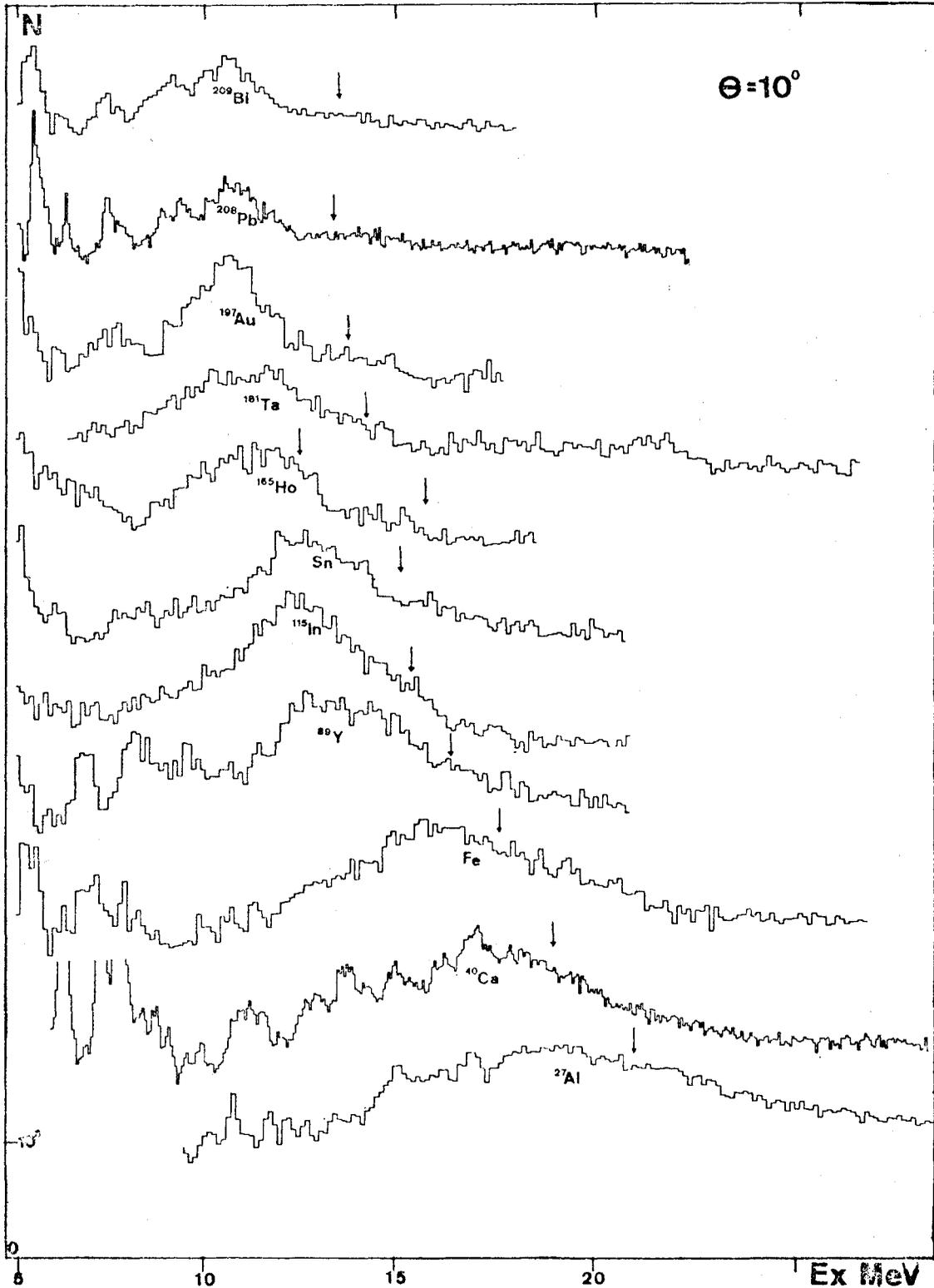


FIG. 4. — Excitations (p, p') de la résonance E2 ( $T=0$ ) en dessous de la résonance E1 (repérée par une flèche) observées à Orsay [23] pour divers noyaux lourds.

énergie voisine de celle de la RGD 60 % de la force prévue par la règle de somme E2,  $T = 1$ .

**6. Excitation de résonance géante par diffusion inélastique de hadrons.** — Des expériences (p, p') avec des protons de 189 MeV avaient montré dès 1957 qu'au voisinage de l'énergie d'excitation de la résonance géante dipolaire on observait une forte excitation. On admit que c'était une vibration collective E1,  $T = 1$ . Des expériences récentes systématiques avec des protons de 62 MeV à Oak Ridge [22] et avec des protons de 155 MeV à Orsay [23] (\*) ont montré que cette excitation était située en fait 3 MeV en dessous de la RGD et qu'elle avait très vraisemblablement un caractère E2,  $T = 0$ . Ceci s'adapte très bien aux prédictions de Bohr-Mottelson. En effet l'énergie  $E_\lambda = \lambda \hbar \omega$  doit être corrigée d'un terme d'interaction résiduelle qui abaisse l'énergie d'oscillation dans le cas d'une oscillation isoscalaire et l'augmente dans le cas d'une oscillation isovectorielle et il est normal d'observer un certain recouvrement de la résonance isoscalaire E2 et de la résonance isovectorielle E1 [24]. En outre, comme la quantité de mouvement apportée par le proton est très supérieure à celle apportée par le photon, il est normal de voir excités en (p, p') des modes de grands moments angulaires  $\lambda > 1$ . Enfin, si on écrit le potentiel d'interaction proton-noyau de façon classique

$$U = U_0 + \frac{t \cdot T}{A} U_1 + U_c \quad (12)$$

comme les forces p-n et p-p sont équivalentes, le terme  $U_0$  excitera fortement les oscillations isoscalaires et les oscillations isovectorielles dues aux termes d'isospin ( $U_1$ ) et de Coulomb ( $U_c$ ) seront faibles. La figure 4 résume les études systématiques menées à Orsay avec des protons de 155 MeV. Après soustraction des bruits de fond, l'étude des distributions angulaires permet d'identifier une résonance très probablement E2 à l'énergie  $60 A^{-1/3}$  MeV. Cette résonance épuise 30 à 60 % de la règle de somme isoscalaire E2. Des expériences ( $\alpha$ ,  $\alpha'$ ) sur  $^{40}\text{Ca}$  ont également [25] mis en évidence une résonance E2 ( $T = 0$ ) à l'énergie  $E_\alpha = 63 A^{-1/3}$  MeV = 18,35 MeV. De même, les réactions ( $^3\text{He}$ ,  $^3\text{He}'$ ) ont permis d'exciter la résonance géante E2 pour des noyaux allant de  $^{27}\text{Al}$  à  $^{209}\text{Bi}$  [26]. Des premiers essais de diffusion (p, p') avec des protons polarisés ont été faits récemment et devraient permettre de lever plus facilement l'ambiguïté dans l'attribution du caractère E2 ou E0 aux résonances géantes observées [27].

#### 7. Excitations virtuelles des résonances géantes.

Il est bien connu que diverses propriétés des spectres à basse énergie des noyaux (spectre d'énergie, moments et intensité de transitions multipolaires) peuvent être étudiées en considérant la polarisation d'un cœur par les nucléons de valence. On tient compte de ces excitations virtuelles du cœur en introduisant des

(\*) Et communication privée.

charges effectives et des facteurs  $g$  effectifs. Dans une description microscopique on considère que le cœur est soumis à des oscillations de forme de diverses multipolarités et que les états à basse énergie comportent une faible composante des modes vibrationnels de haute énergie qui sont les résonances géantes. Les nucléons de valence peuvent ainsi se coupler aux modes isoscalaires ou isovectoriels du cœur. Ces processus ont été théoriquement décrits dans plusieurs articles par Satchler et Love [28].

On a ainsi expliqué par exemple les propriétés associées aux transitions quadrupolaires et aux transitions E4 dans les noyaux voisins de  $^{208}\text{Pb}$  par l'excitation virtuelle de résonances géantes E2 et E4. De même, le retard de la transition M1 à 3,49 MeV dans  $^{88}\text{Sr}$  a été expliqué par l'excitation virtuelle d'une résonance géante M1 à 8,8 MeV dans le cœur de  $^{90}\text{Zr}$  [29].

Récemment Von Geramb a expliqué l'importance des diffusions élastiques ou inélastiques vers des états liés de protons par un processus à deux étapes impliquant l'excitation virtuelle de résonances géantes E $\lambda$  [30]. Dans le cas de la réaction  $^{16}\text{O}(p, p')$  conduisant à l'état de parité non naturelle  $2^-$  à 8,88 MeV, il a trouvé que des résonances E de multipolarité 1, 2, 3 et 4, dont les propriétés sont résumées figure 5, étaient virtuellement excitées à 23, 25, 35 et 42 MeV respectivement.

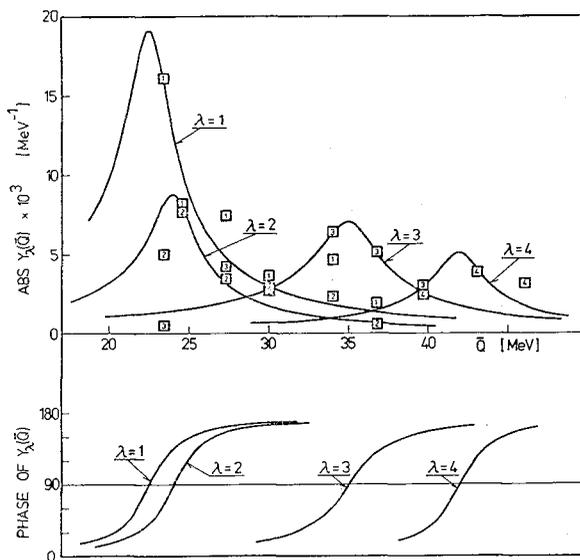


FIG. 5. — Position et forme des résonances géantes E1, E2, E3 et E4 calculées par Von Geramb [30] qui sont virtuellement excitées dans la réaction  $^{16}\text{O}(p, p')^{16}\text{O} 2^-(8,88 \text{ MeV})$ .

**8. Excitation de résonance géante par diffusion inélastique d'électrons.** — On sait depuis longtemps qu'on peut exciter la résonance géante E1 par l'interaction électromagnétique grâce au champ de photons virtuels associé aux électrons relativistes qui pénètrent dans le noyau. Mais les excitations possibles de modes collectifs sont beaucoup plus riches que dans le cas

d'absorption de photons réels d'énergie  $\hbar\omega$  pour lesquels le moment transféré  $q$  est faible

$$q \text{ (MeV/c)} = \hbar\omega \text{ (MeV)}$$

et qui excite surtout le mode de multipolarité le plus faible, le mode E1. Dans le cas d'électrons incidents d'énergie  $E$  diffusés dans l'angle  $\theta$  avec l'énergie  $E'$  on peut avoir  $q^2 \text{ (MeV/c)}^2 \gg (E - E')^2$  énergie cédée au noyau et des modes collectifs d'ordres multipolaires plus élevés ( $\lambda = 2, 3, 4$ ) sont facilement excités. En outre, comme le noyau est facilement pénétré par l'électron on peut espérer exciter le mode collectif monopolaire E0.

L'apparition des modes E $\lambda$  autres que E1 et des modes M $\lambda$  doit donc être observée quand le moment transféré  $q$  croît (ou quand  $\theta$  croît pour  $E$  (électrons) = Cte [31]). C'est ce qui a été remarquablement observé pour des noyaux lourds comme  $^{140}\text{Ce}$  (Fig. 6) à Darmstadt [32] pour

- le mode E1,  $T = 1$  à 15,5 MeV,
- le mode E2 (probablement  $T = 0$ ) à 12 MeV,
- le mode M1 à 8,7 MeV,

et dans le cas de  $^{208}\text{Pb}$  à Sendai où Torizuka a pu montrer la structure fine de la résonance E2 isoscalaire, repérer le mode E2,  $T = 1$  vers 22 MeV et même une composante E3 probablement isoscalaire à 19 MeV [33].

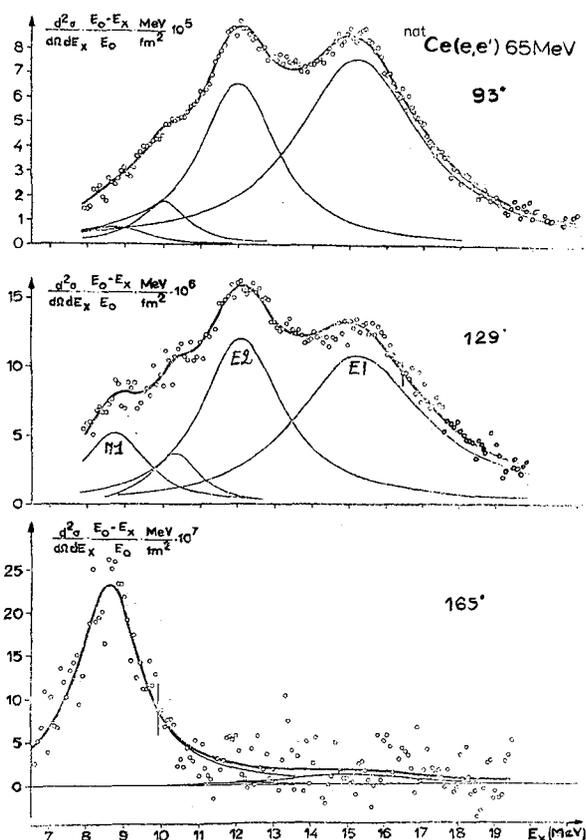
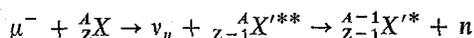


FIG. 6. — Résonances géantes M1, E2 et E1 observées à Darmstadt [31] dans la réaction  $^{140}\text{Ce}(e, e')$ .

**9. Excitation de résonance géante par capture de mésons  $\mu^-$  et  $\pi^-$ .** — Dans la réaction de capture de méson  $\mu^-$



on excite, après émission du neutrino, dans le noyau  ${}^A_{Z-1} X'$  des états analogues  $T^{(3)} = T_0 + 1$  qui sont les résonances de type isospin (via l'élément de matrice vectoriel) ou de type spin-isospin (via les éléments de matrice axial-vectoriel et pseudoscalaire) analogues de celles qui peuvent être excitées dans le noyau cible  ${}^A_Z X$  [34]. Ceci a été vérifié sur  $^{16}\text{O}$  et  $^{40}\text{Ca}$  par étude des spectres de désexcitation  $\gamma$  émis après émission du neutron [35]. Goulard et Joseph ont récemment calculé la position de ces modes dipolaires  $0^-, 1^-, 2^-$  analogues de résonances géantes dans  $^{40}\text{Ca}$  (Fig. 7) [36].

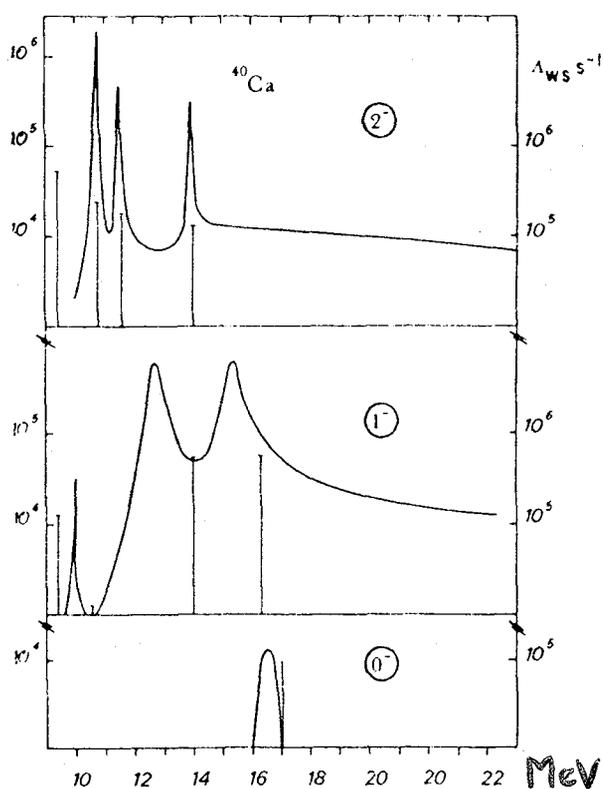
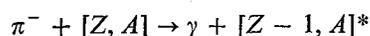


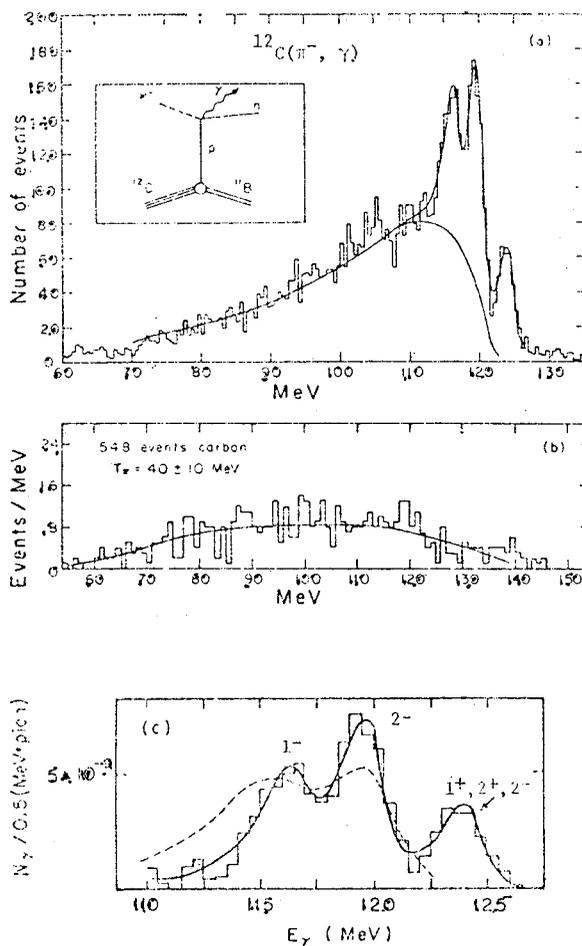
FIG. 7. — Résonances de type spin-isospin calculées [36] dans  $^{40}\text{Ca}$  dont les analogues doivent être excités dans  $^{40}\text{K}$  par capture de  $\mu^-$  sur  $\text{Ca}^{40}$ .

La capture radiative de  $\pi^-$



doit exciter seulement les analogues des modes de spin-isospin (de spin  $0^-, 1^-, 2^-$  pour l'excitation dipolaire de noyaux  $J^\pi = 0^+$ ). En outre, alors que les  $\mu^-$  sont capturés depuis l'orbite 1s, les  $\pi^-$  sont aussi capturés depuis l'orbite 2p et ceci doit exciter les oscillations spin-isospin quadrupolaires

$$(J^\pi = 1^+, 2^+, 3^+).$$



Une revue détaillée des résonances observées grâce à un spectromètre  $\gamma$  de haute énergie a récemment été donnée par Baer [37]. La figure 8 montre l'observation par Baer et Crowe des états analogues des états  $1^+$ ,  $2^-$  et  $1^-$  situés à 15,1, 19,9 et 23,7 MeV dans  $^{12}\text{C}$  par la réaction  $^{12}\text{C} + \pi^- \rightarrow ^{12}\text{B} + \gamma$ . Ils ont également observé l'analogie d'une résonance géante E2 à 26 MeV dans  $^{209}\text{Bi}$ .

10. **Conclusion.** — Bien que de nombreuses incertitudes subsistent encore, en particulier concernant l'évaluation expérimentale du pourcentage de la règle de somme qui est épuisée et concernant la séparation des modes E2 et E0, une masse considérable de faits expérimentaux est venue récemment établir l'existence de modes de résonances géantes à des énergies voisines de celles prévues par Bohr et Mottelson et résumées par les lois empiriques ci-dessous :

- modes E2 ( $T = 0$ ) (ou E0)  $60 A^{-1/3}$  MeV
- modes E1 ( $T = 1$ )  $80 A^{-1/3}$  MeV
- modes E2 ( $T = 1$ ) (ou E0)  $120 A^{-1/3}$  MeV.

Fig. 8. — Résonances géantes de type spin-isospin observées dans la réaction  $^{12}\text{C} + \pi^- \rightarrow \gamma + ^{12}\text{B}$  à Berkeley [38].

### Bibliographie

- [1] BOHR, A. et MOTTelson, B., in *Neutron capture gamma ray spectroscopy* (Studvisk 1969), IAEA, Vienna 1969.
- [2] BOHR, A. et MOTTelson, B., *Nuclear Structure* tome 2 (à paraître).
- [3] HUBER, M. G., *Am. J. Phys.* **35** (1967) 685.
- [4] EISENBERG, J. M. et GREINER, W., *Nuclear Theory*, Vol. 1 (North Holland) 1970.
- [5] BROWN, C. E. et BOLSTERLI, M., *Phys. Rev. Lett.* **3** (1959) 472.
- [6] BERTSCH, G. F., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 121.
- [7] HAMMERSTEIN, G. R., MCMANUS, H., MOALEM, A. and KUO, T. S., *Phys. Lett.* **49B** (1974) 235.
- [8] LANE, A. M., *Nuclear Theory* (Benjamin) 1964.
- [9] LEWIS, M. B., *International Conference on Photonuclear Reactions* (Asilomar) March 1973.
- [10] BRAMBLETT, R. L., FULTZ, S. C. et BERMAN, B., *International Conference on Photonuclear Reactions* (Asilomar) March 1973.
- [11] PAUL, P., *International Conference on Photonuclear Reactions* (Asilomar) March 1973.
- [12] LIGENSA, R. et GREINER, W., *Nucl. Phys. A* **92** (1967) 673.
- [13] BRAMBLETT, R. L., CALDWELL, J. T., FULTZ, S. C., *Phys. Rev.* **129** (1963) 2723.
- [14] VANDENBOSCH, R., *Phys. Lett.* **45B** (1973) 207.
- [15] BAGLAN, R., BOWMAN, C., BERMAN, B., *Phys. Rev. C* **3** (1971) 672.
- [16] JACKSON, H. E., *Int. Conf. on Photonuclear Reactions* (Asilomar) (March 1973).
- [17] HAYWARD, E., rapport LNF 73/62, Frascati (1973).
- [18] SNOVER, K., ADELBERGER, E., BROWN, D., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 1061.
- [19] HANNA, S., A. P. S. meeting, Berkeley, déc. 1973.
- [20] SUFFERT, M., *Int. Conf. on Photonuclear Reactions* (Asilomar) March 1973.
- [21] HANNA, S., GLAVISH, H., AVIDA, R., CALARCO, J., KULHMANN, E., LACANNA, R., *Phys. Rev. Lett.* **39** (1974) 114.
- [22] LEWIS, M. B. et BERTRAND, F., *Nucl. Phys. A* **196** (1972) 337.
- [23] MARTY, N., MORLET, M., WILLIS, A., COMPARAT, V., FRASCARIA, R., Conf. sur Physique auprès des cyclotrons et tandems, Louvain-la-Neuve (mai 1974), *J. Physique Collq.* **35** (1974) C5-4.
- [24] SATCHLER, G. R., *Nucl. Phys. A* **195** (1972) 1.
- [25] RUTLEDGE, L. et HIEBERT, J. C., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 551.
- [26] MOALEM, A., BENENSON, W., CRAWLEY, G., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 482.
- [27] KOCHER, D., BERTRAND, F., CROSS, E., LORD, R., NEWMAN, E., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 1070 ; *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 264.
- [28] LOVE, W. et SATCHLER, G., *Nucl. Phys. A* **101** (1967) 424.
- [29] SATCHLER, G. et LOVE, W., *Nucl. Phys. A* **172** (1971) 449.
- [30] CECIL, F. E., KUO, T. et TSAI, S., *Phys. Lett.* **45B** (1973) 217.
- [31] GERAMB, H. V., SPRICKMANN, R., STROBEL, G., *Nucl. Phys. A* **199** (1973) 545.
- [32] UBERALL, H., *Electron scattering from complex nuclei* (Academic Press) 1971.
- [33] WALCHER, T., Int. Conf. on Nuclear Physics, Munich 1973.
- [34] PITTHAN, R., rapport IKDA 73/2, Darmstadt, 1973.
- [35] NAGAO, M. et TOSIZUKA, Y., *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1068.
- [36] BRESSANI, T., *Riv. Nuovo Cimento* **1** (1971) 268.
- [37] IGO-KEMENES, P., DEUTSCH, J. P., FAVART, D., GRENACS, L., LIPNIK, P. et MACQ, P., *Phys. Lett.* **34B** (1971) 286.
- [38] GOULARD, B. et JOSEPH, J., *Phys. Lett.* **45B** (1973) 27.
- [39] BAER, H. W. et CROWE, K., *Int. Conf. on Photonuclear Reactions* (Asilomar) March 73.
- [40] BAER, H. et al., rapport LBL 2461, Berkeley 1974.