Résonances géantes à température finie

J. Meyer

▶ **To cite this version:**

J. Meyer. Résonances géantes à température finie. École thématique. Ecole Joliot Curie "La matière dans tout ses états", Bombannes, (France), du 16-20 septembre 1985 : 4ème session, 1985. cel-00639570

HAL Id: cel-00639570
https://cel.hal.science/cel-00639570

Submitted on 9 Nov 2011

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

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

RÉSONANCES GÉANTES À TEMPÉRATURE FINIE

J. MEYER

Institut de Physique Nucléaire, Lyon

Résumé : Les résonances géantes sont interprétées comme une signature expérimentale des mouvements collectifs des nucléons à l'intérieur des noyaux. En utilisant les résultats du cours consacré aux propriétés statiques des noyaux à température finie, on se propose de répondre à la question : **Que deviennent ces modes collectifs à température finie ?** Après avoir rappelé les hypothèses de base du formalisme de l'approximation des phases aléatoires ainsi que celles qui permettent une analyse plus globale en termes de règles de somme, nous présentons des résultats concernant les modes électriques dipolaire isovectoriel et monopolaire isoscalaire. Dans ce dernier cas, nous avons extrait le comportement du module d'incompressibilité du noyau en fonction de la température, élément essentiel pour une meilleure connaissance de **l'équation d'état du fluide nucléaire.**

Abstract : Giant resonances are experimental signatures of the collective motion of the nucleons inside the nucleus. Using the results of the lectures devoted to the static properties of hot nuclei, we propose an answer to the question : **What happens for these collective modes at finite temperature ?** We recall the main assumptions of the random phase approximation and the global sum rule formalisms. We discuss then some results for the isovector dipole and isoscalar monopole electric modes. In the latter case, we have exhibited the behaviour of the compression modulus for a hot nucleus (in a range of $T = 0 \div 4$ MeV) which is a fundamental ingredient of our knowledge of the **equation of state of the nuclear medium.**

1. INTRODUCTION

Depuis leur découverte en 1947 les résonances géantes ont fait l'objet d'études exhaustives tant expérimentales que théoriques et l'on peut dire qu'elles constituent une parfaite évidence de l'existence de mouvements collectifs des nucléons à l'intérieur des noyaux. La figure 1 montre un exemple de résonance géante observée lorsque l'on bombarde un noyau de ^{208}Pb avec des photons de haute énergie [1]. En utilisant diverses sondes hadroniques ou électromagnétiques, on a pu mettre en évidence divers types de résonances [2,3] que l'on peut classer à l'aide de nombres quantiques de spin, d'isospin et de moment angulaire. Ainsi la figure 1 montre le mode électrique dipolaire isovectoriel (que l'on note E1 ; T = 1) où les neutrons et les protons vibrent en opposition de phase suivant un axe donné (Fig. 2). La force de rappel qui dans ce cas inverse le mouvement des nucléons sera la partie de symétrie de la force nucléaire.

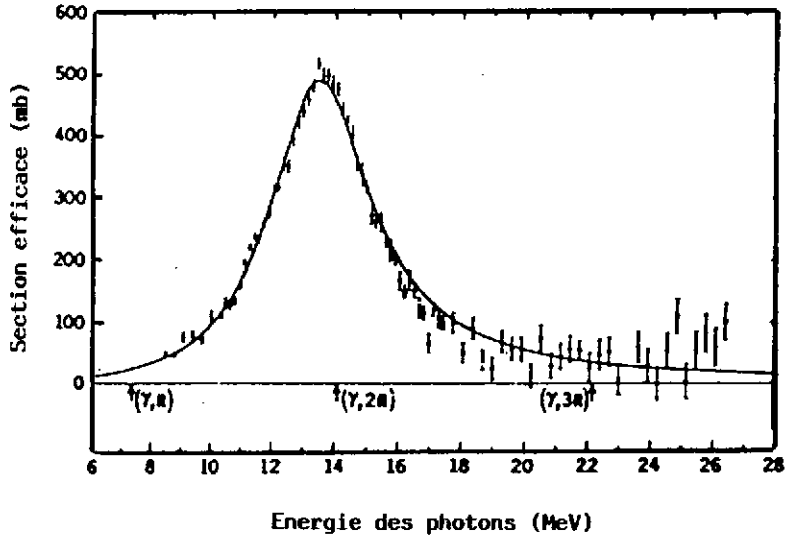


Figure 1 : Section efficace de photoabsorption dans le noyau ^{208}Pb mettant en évidence la résonance géante électrique dipolaire isovectorielle [1] .

D'une manière générale les résonances magnétiques sont sensibles au degré de liberté de spin des nucléons par opposition aux modes électriques. Dans les modes isovectoriels, neutrons et protons se déphasent tandis que dans les modes isoscalaires, ces mouvements des neutrons et des

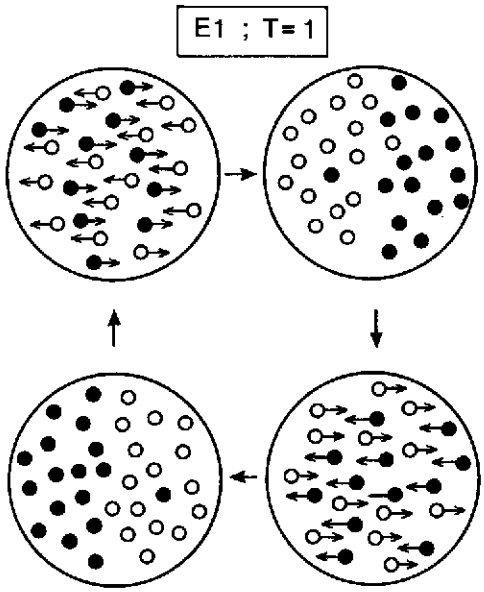


Figure 2 : Le mode électrique dipolaire isovecteur E1 ; T=1 où les neutrons et les protons vibrent en opposition de phase suivant une direction donnée. Les protons sont en noir et les neutrons en blanc [4].

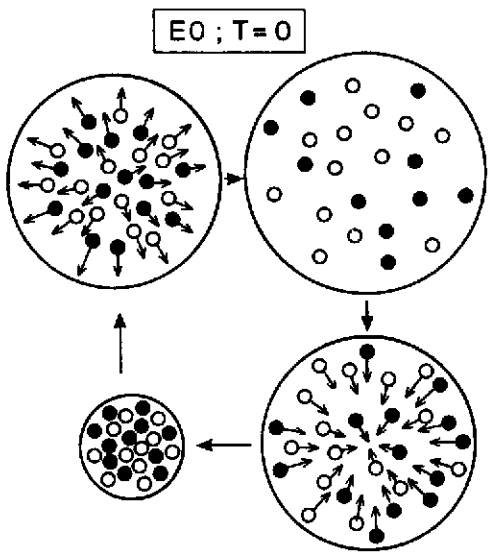


Figure 3 : Le mode électrique monopolaire isoscalaire E0 ; T=0 [4].

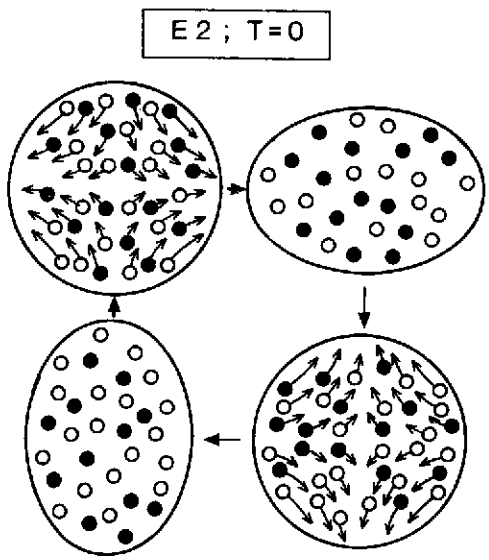


Figure 4 : Le mode électrique quadrupolaire isoscalaire E2 ; T=0 [4].

protons sont cohérents. Ainsi dans le mode électrique monopolaire isoscalaire schématisé sur la figure 3 et que M. Buenerd étudie dans son cours [5], ce mouvement cohérent des nucléons donne l'image d'une "respiration" du noyau autour de son état d'équilibre. La force de rappel sera alors la résistance à la compression de la matière nucléaire et il est aisé de comprendre que ce mode EO ; T = 0 sera sensible au module d'incompressibilité du fluide nucléaire.

Dans le mode électrique quadrupolaire isoscalaire le mouvement cohérent des nucléons induit une déformation du noyau (fig. 4) et l'on peut imaginer plusieurs types de forces de rappel : tension superficielle comme dans une goutte d'eau ou résistance à la déformation comme dans un solide. Cette notion classique de force de rappel est importante car elle permet un calcul simple de la fréquence de vibration et ainsi d'en déduire comment varie l'énergie de la résonance avec la masse du noyau [2,5].

Comme complément aux cours principaux consacrés aux propriétés statiques à température finie des noyaux [7], ce cours se propose de répondre à la question : **Que deviennent ces modes propres à température finie ?**

On exposera tout d'abord les éléments d'une théorie microscopique pour la description des modes de vibration dans les noyaux : ce sera l'approximation des phases aléatoires (RPA) qui sera construite comme une approximation valable pour des vibrations de faible amplitude des équations de Hartree-Fock dépendant du temps à température finie [6]. On montrera comment dans le cas d'un système très simple à deux niveaux on peut aisément résoudre ce système d'équations de la RPA et ainsi décrire schématiquement le comportement des énergies des résonances lorsque la température augmente.

Dans le cadre d'une approche globale que sont les règles de somme (dont on prouvera l'existence à température finie), on montrera que l'on peut répondre à la question posée sans entrer dans le problème très complexe que pose la résolution complète du système d'équations de la RPA. Dans une quatrième partie on donnera des résultats pour les résonances géantes électriques dipolaire isovectorielle et monopolaire isoscalaire. On discutera brièvement l'éventuelle possibilité d'observer des signatures expérimentales de ce comportement à haute énergie d'excitation.

On concluera enfin sur les informations que l'on peut déduire d'une telle étude quant à l'amélioration de notre connaissance de l'équation d'état du milieu nucléaire.

2. LES MODES PROPRES A TEMPERATURE FINIE DANS LES NOYAUX

2.1 L'approximation de Hartree-Fock dépendant du temps (TDHF) :

Le cours de P. Bonche [7] montre d'une manière générale comment toute l'information d'un système de fermions en interaction est contenue dans un opérateur densité D et quelle forme prend ce dernier, noté alors D_{HF}, dans le cadre de l'approximation de particules indépendantes. Le problème que l'on se pose est maintenant de savoir comment le système réagit à une perturbation extérieure dans le cadre de cette même approximation.

Imaginons que l'on crée des conditions initiales qui préparent le système nucléaire hors de l'équilibre. Ce peut être par exemple une sonde électromagnétique qui lors de l'interaction avec

le noyau va induire une excitation collective des nucléons dont la forme peut être trouvée en raffinant la méthode Hartree-Fock. Dans le cas que nous venons de décrire l'opérateur densité devient une fonction du temps D(t) solution de l'équation de Liouville - Von Neumann :

$$i\hbar \dot{\mathcal{D}}(t) = \left[H, \mathcal{D}(t)\right] \qquad (2.1)$$

où H est le Hamiltonien indépendant du temps du système. On introduit alors la notion de densité réduite à un corps ρ (t) [7], puis l'approximation de Hartree-Fock qui consiste maintenant à écrire que quel que soit le temps t, D(t) reste un opérateur densité de particules indépendantes. Il existe alors une correspondance biunivoque entre D_{HF} (t) et sa réduction à un corps ρ_{HF} (t) qui est solution de l'équation [6] :

$$\langle n | i\hbar \dot{\rho}(t) | m \rangle = \langle n | \left[h\{\rho(t)\}, \rho(t) \right] | m \rangle \qquad (2.2)$$

où $h\{\rho\}$ est l'opérateur réduit associé au Hamiltonien H dans l'approximation de particules indépendantes et est défini par ses éléments de matrice dans l'espace des états à une particule :

$$\langle n | h\{\rho\} | m \rangle = \frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \langle m | \rho | n \rangle} \qquad (2.3)$$

où

$$\langle H \rangle = Tr(\mathcal{D} H) \qquad (2.4)$$

La méthode de Hartree-Fock dépendant du temps (TDHF) que nous écrirons encore sous la forme (2.2) à température finie [7] avec un opérateur $h\{\rho\}$ à température finie [6,7] va nous permettre d'évaluer la réponse du système à la perturbation extérieure qui a polarisé le milieu nucléaire.

2.2 L'approximation des phases aléatoires (RPA) :

La linéarisation de l'équation TDHF (2.2) va nous permettre en effet d'obtenir des renseignements sur le caractère collectif (ou non) des excitations induites à l'intérieur du noyau à condition de partir de solutions Hartree-Fock stable à la température considérée [7] .

Ecrivons la densité réduite ρ (t) comme

$$\rho(t) = \rho_0 + \delta\rho(t) \qquad (2.5)$$

où ρ_0 est la densité à un corps relative à l'approximation de Hartree-Fock statique initiale décrivant le noyau dans son état d'équilibre ; ρ_0 sera donc naturellement solution de l'équation

$$\left[h\{\rho_0\}, \rho_0 \right] = 0 \qquad (2.6)$$

qui n'est autre que (2.2) sans terme de vitesse au premier membre, et où $\delta\rho(t)$ est une variation de **faible amplitude** de la densité à un corps.

Les modes d'excitations que l'on cherche sont donc supposés être produits par des oscillations de petites amplitudes de la densité à un corps autour de la densité d'équilibre décrite dans le cadre d'une approximation de Hartree-Fock statique. On comprend maintenant aisément que l'approximation des phases aléatoires (RPA) que nous venons brièvement de construire ne sera rien d'autre que la recherche des modes propres du système [8] .

En portant (2.5) et (2.6) dans l'équation (2.2) et en ne conservant que les termes linéaires en $\delta\rho(t)$, l'équation (2.2) peut s'écrire symboliquement sous la forme :

$$i\hbar \left| \delta\dot{\rho}(t) \right\} = \left(\Delta\mathcal{E} + V\,\Delta F \right) \left| \delta\rho(t) \right\} \qquad (2.7)$$

En effet, les éléments de matrice $\langle i | i\hbar\,\delta\dot{\rho}(t) | j \rangle$ peuvent être vus comme les composantes d'un vecteur dans l'espace particule-trou dans lequel agit l'opérateur RPA $\Delta\mathcal{E} + V\,\Delta F$

$$\langle i | i\hbar\,\delta\dot{\rho}(t) | j \rangle \equiv \left| i\hbar\,\delta\dot{\rho}(t) \right\}_{\alpha} \qquad (2.8)$$

où α est l'étiquette de la configuration particule-trou (i,j). Pour construire le système d'équations RPA, il est nécessaire d'expliciter l'opérateur RPA $\Delta\mathcal{E} + V\,\Delta F$ en considérant la partie statique $|X\}$ de $|\delta\rho(t)\}$:

$$|\delta\rho(t)\} = e^{-i\omega t} |X\} \qquad (2.9)$$

Alors l'équation (2.7) devient un système d'équations aux valeurs propres :

$$\left(\Delta\mathcal{E} + V\,\Delta F \right) |X\} = \omega\, |X\} \qquad (2.10)$$

En projetant $|X\}$ sur toutes les configurations 1 particule - 1 trou,

$$|X\} = \sum_{ij} X_{ij} \left| ij \right\} = \sum_{ij} \langle i | \delta\rho | j \rangle \left| ij \right\} \qquad (2.11)$$

et en utilisant les expressions des opérateurs $\Delta\mathcal{E}$, V et ΔF [6,9] (avec les notations $\alpha = (i,j)$ et $\beta = (k,\ell)$:

$$\begin{aligned} \Delta\mathcal{E}_{\alpha\beta} &= (\varepsilon_i - \varepsilon_j)\,\delta_{\alpha\beta} \\ F_{\alpha\beta} &= (f_i - f_j)\,\delta_{\alpha\beta} \\ V_{\alpha\beta} &= \langle i\ell | \tilde{v} | jk \rangle \end{aligned} \qquad (2.12)$$

on obtiendra le système d'équations RPA à température finie :

$$(E - \varepsilon_i + \varepsilon_j) X_{ij} + \sum_{ek} \langle ie | \tilde{v} | jk \rangle (f_e - f_k) X_{ek} = 0 \qquad (2.13)$$

où les états individuels $|i\rangle$ sont issus d'un calcul Hartree-Fock statique à la température T considérée :

$$\langle i | t | j \rangle + \sum_e f_e \langle ie | \tilde{v} | je \rangle = \varepsilon_i \delta_{ij} \qquad (2.14)$$

Dans l'équation (2.14) t est l'opérateur énergie cinétique, V l'interaction effective utilisée et les f_i sont les probabilités d'occupation de l'état individuel $|i\rangle$ données par une distribution de Fermi [7] :

$$f_i = \frac{1}{1 + e^{\beta(\varepsilon_i - \mu)}} \qquad (2.15)$$

$\beta = \frac{1}{kT}$ et μ est le potentiel chimique qui doit être déterminé en conservant le nombre moyen A de particules du noyau étudié :

$$A = \sum_i f_i \qquad (2.16)$$

A **température nulle** ces facteurs de Fermi sont égaux à 0 et 1 simplifiant quelque peu le système (2.13) qui permet de calculer le spectre des états propres RPA correspondant à chacune des énergies propres E_n. De nombreuses études exhaustives des modes électriques isoscalaires et isovectoriels ont été menées à bien par J.P. Blaizot [10] et Nguyen Van Giai [11,12] dans le cadre d'un tel formalisme RPA complètement self-consistant tenant compte des états du continu s'il y a lieu. La figure 5 montre la fonction de distribution RPA pour le mode E0 ; T = 0 dans le noyau de ^{208}Pb [11]. Cette fonction de distribution S (E) correspondant à un opérateur Q donné* peut être mise sous la forme :

$$S(E) = \sum_n |\langle n | Q | 0 \rangle|^2 \, \delta(E_n - E_0) \qquad (2.17)$$

où les états $|0\rangle$ et $|n\rangle$ sont les états propres RPA issus de (2.13) (fondamental et excités correspondant à chaque valeur propre E_n respectivement). La fonction de distribution (2.17) rassemble l'essentiel des résultats physiques du formalisme RPA : elle permet notamment de qualifier un **état de très collectif** dans la mesure où la fonction S (E) donne un pic très prononcé à l'énergie E correspondante. En termes de règles de somme et en utilisant la règle de somme linéaire en énergie (Cf. paragraphe 3) nous obtiendrons une mesure directe de ce caractère collectif qui est généré (ou non) par les corrélations RPA et n'est en aucun cas une donnée a priori du formalisme.

---

*Cet opérateur Q responsable de la transition considérée peut être "deviné" en revenant à "l'image" [Cf. figures 2 à 4] de la résonance géante en termes de mouvements collectifs des nucléons. Des exemples d'opérateurs Q pour les modes étudiés ici sont donnés dans le paragraphe 3.

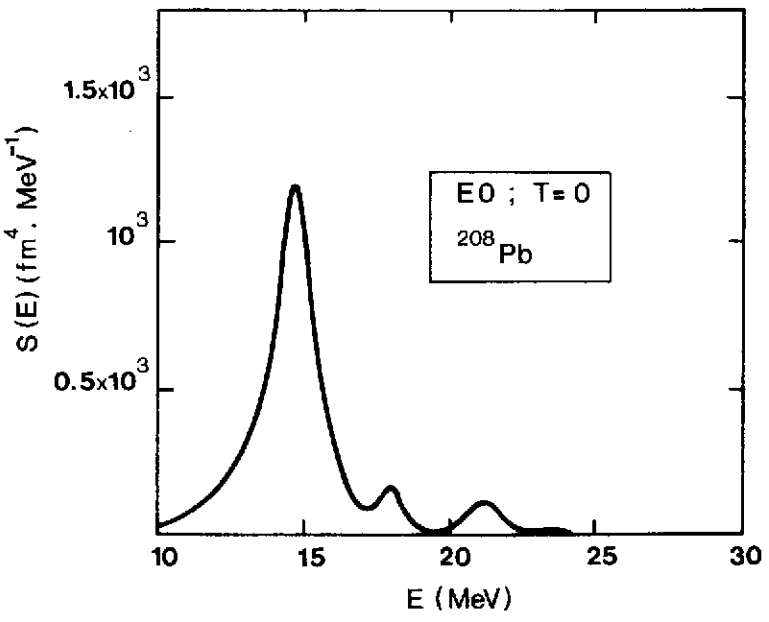


Figure 5 : Fonction de distribution S(E) (eq.(2.17)) à température nulle, pour le mode E0 ; T = 0 dans le noyau ^{208}Pb [11].

Dans le cas du mode dipolaire isovectoriel, il faut en outre rappeler que S (E) est directement relié à la probabilité d'absorption d'un photon d'énergie E [9].

Sans entrer dans les détails très complexes de la résolution du système d'équations (2.13), il est aisé de concevoir, **qu'à température non nulle**, la présence de facteurs f_i (de la forme (2.15) et donc tous compris entre 0 et 1) provoque une augmentation considérable de la taille du système à résoudre, problème encore plus délicat si l'on doit prendre en compte les états du continu.

Dans le cadre d'un modèle schématique très simple à deux niveaux [13] on peut montrer qu'une résolution exacte des équations RPA (2.13) permet de donner des éléments de réponse à la question du devenir de ces modes collectifs à température finie et donc de déjà comprendre quels sont les effets prépondérants lorsque la température augmente.

2.3 Résultats pour un modèle soluble à deux niveaux [14] :

Soient donc N fermions répartis à la température T sur deux niveaux $\mathcal{E}_1$ et $\mathcal{E}_2$ tels que $\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1$ (on note $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$) (fig. 6) et interagissant avec une interaction séparable $\frac{\lambda}{N} v_{ij} v_{kl}$ (sans terme d'échange).

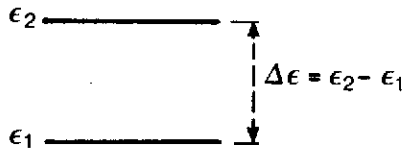


Figure 6 : Deux niveaux $\mathcal{E}_1$ et $\mathcal{E}_2$ de dégénérescence identique $g_1 = g_2 = N$.

Lorsque l'on cherche à résoudre le système d'équations RPA (2.13) seules les amplitudes X_{12} et X_{21} subsistent et sont solutions du système :

$$\begin{aligned} (E + \Delta\mathcal{E})\, X_{12} + \lambda\, v_{12}\, v_{12}\, \Delta f\, X_{12} - \lambda\, v_{12}\, v_{21}\, \Delta f\, X_{21} &= 0 \\ (E - \Delta\mathcal{E})\, X_{21} + \lambda\, v_{21}\, v_{12}\, \Delta f\, X_{12} - \lambda\, v_{21}\, v_{12}\, \Delta f\, X_{21} &= 0 \end{aligned} \qquad (2.18)$$

où $\Delta f = (f_1 - f_2)$ et où E est l'énergie de l'état collectif cherché.

On a aisément :

$$E_{RPA}^2 = \Delta\mathcal{E}^2 + 2\lambda\, \Delta f\, v_{12}^2$$

c'est-à-dire :

$$E_{RPA} = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)\sqrt{1 + C\,(f_1 - f_2)} \qquad (2.19)$$

avec

$$C = \frac{2\lambda\, v_{12}^2}{\Delta\mathcal{E}^2}$$

Sachant que l'équation :

$$N = N_1 + N_2 = \frac{1}{1 + e^{(\mathcal{E}_1 - \mu)/kT}} + \frac{1}{1 + e^{(\mathcal{E}_2 - \mu)/kT}} \qquad (2.20)$$

détermine le potentiel chimique μ qui s'écrit simplement :

$$\mu = \frac{1}{2}(\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2) \qquad (2.21)$$

on peut calculer :

$$f_1 - f_2 = \frac{1}{1+e^{-\Delta\varepsilon/2kT}} - \frac{1}{1+e^{\Delta\varepsilon/2kT}} \qquad (2.22)$$

En faisant l'hypothèse que $\Delta\varepsilon$ et v_{12} sont indépendants de la température T, on s'aperçoit que si T croît, alors f_1 et f_2 deviennent très voisins et f_1-f_2 tend vers 0, ce qui entraîne que l'énergie E_{RPA} de l'état collectif va diminuer pour tendre asymptotiquement vers $\Delta\varepsilon$. D. Vautherin et N. Vinh Mau ont donné une application de ce modèle schématique [13] au mode électrique dipolaire isovectoriel dans le ^{208}Pb (fig. 7).

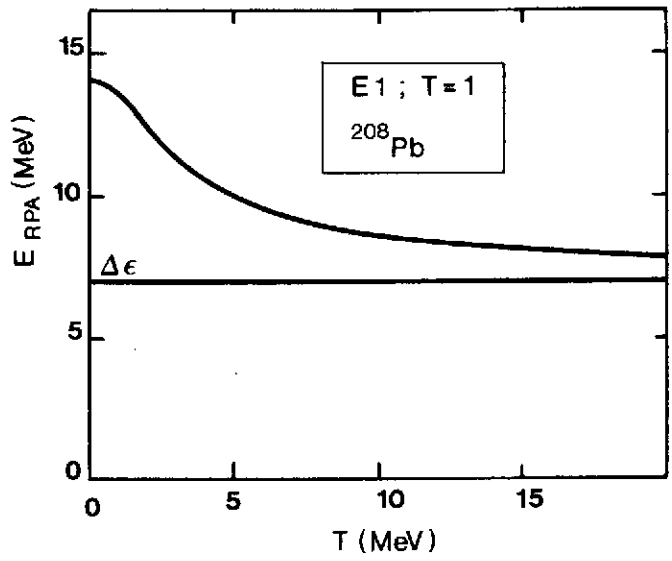


Figure 7 : Variation de l'énergie de l'état collectif construit pour système à deux niveaux. Les valeurs de $\Delta\varepsilon$ et de la constante C de l'équation (2.19) ont été ajustées pour donner l'énergie expérimentale du mode E1 ; T = 1 dans le ^{208}Pb [13].

En ce qui concerne la largeur de la distribution son comportement est un peu plus complexe à extraire, mais on conçoit aisément que l'augmentation importante du nombre de configurations particule-trou qui doivent être prises en compte à température finie entraîne une dispersion, donc un étalement de cette fonction de distribution.

Si l'on veut maintenant dépasser le cadre de ce type de modèle très schématique à deux niveaux, il faut s'attacher à la résolution du système d'équations RPA à température finie. D. Vautherin et N. Vinh Mau [9], de même que H. Sagawa et G.F. Bertsch [15] ont récemment entrepris de telles études et obtenu des résultats qui seront discutés au paragraphe 4. En utilisant des règles de somme nous nous proposons de montrer comment on peut déjà avoir un comportement global des résultats RPA.

3. UNE ANALYSE GLOBALE SIMPLE : LES REGLES DE SOMME

3.1 Définition

La fonction de distribution S (E) schématisée sur la figure 8 qui résulte d'un calcul RPA de l'équation (2.17) représente la réponse du noyau à un champ extérieur caractérisé par un opérateur Q donné. Cette fonction de distribution peut être approchée d'une manière globale en calculant ses moments m_k (Q) définis comme

$$m_k(Q) = \int S(E)\, E^k\, dE \qquad (3.1)$$

Compte-tenu de la définition (2.17) de S (E) ces moments peuvent s'écrire sous la forme :

$$m_k(Q) = \sum_n |\langle n|Q|0\rangle|^2 (E_n - E_0)^k \qquad (3.2)$$

où la somme sur n doit être étendue à tous les états excités $|n\rangle$ d'énergie E_n .

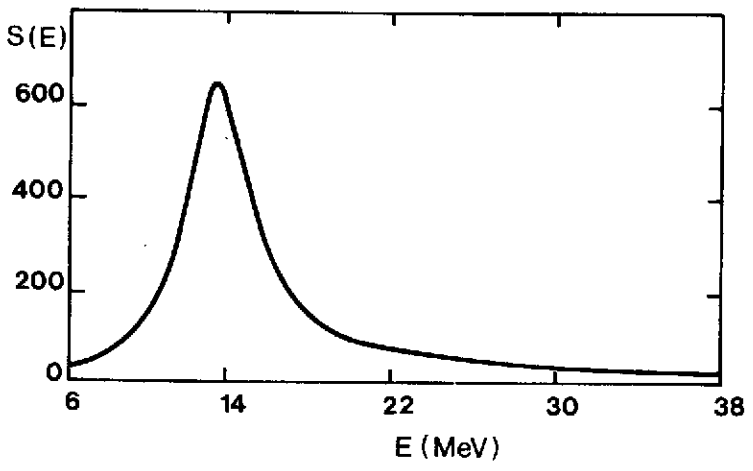


Figure 8 : Fonction de distribution S (E) schématique en fonction de E.

On dit **qu'il existe une règle de somme pour le moment m_k d'ordre k si m_k (Q) peut se mettre sous une forme compacte**, c'est-à-dire si l'expression peut s'écrire simplement comme la valeur moyenne d'un opérateur.

Prenons comme exemple la règle de somme linéaire en énergie (notée souvent EWSR) et calculons le moment d'ordre 1 :

$$m_1(Q) = \sum_n |\langle n|Q|0\rangle|^2 (E_n - E_0) = \frac{1}{2}\langle 0|[Q,[H,Q]]|0\rangle \qquad (3.3)$$

Nous avons dans ce cas une règle de somme exacte puisque les états $|n>$ et les énergies E_n sont vecteurs et valeurs propres de H. **Le théorème de Thouless** [16] nous apprend que le calcul de la quantité

$$\sum_n |<n|\varphi|o>|^2 (E_n - E_o) \qquad (3.4)$$

avec comme ingrédients d'une part les amplitudes de transition $<n|\varphi|o>$ issues d'un calcul RPA et d'autre part les énergies d'excitation RPA $(E_n - E_o)$ est **équivalent** au calcul de la valeur moyenne :

$$\frac{1}{2} <o|[\varphi,[H,\varphi]]|o> \qquad (3.5)$$

où $|o>$ est une solution Hartree-Fock statique.

Une telle "équivalence" ne doit pas surprendre si l'on se souvient que l'approximation des vibrations de faible amplitude qui a généré le système d'équations RPA a été faite autour d'un équilibre décrit par une solution Hartree-Fock statique. Les moments d'ordre impair m_{2k+1} satisfont de telles règles de somme et peuvent ainsi être atteint par de simples calculs Hartree-Fock statiques. Les moments d'ordre pair m_{2k}, par contre, ne satisfont pas de telles règles de somme*.

En ce qui concerne la règle de somme inversement proportionnelle à l'énergie (notée souvent IEWSR) on peut montrer qu'elle est reliée à la polarisabilité statique α_φ du noyau** :

$$\alpha_\varphi = 2 m_{-1}(\varphi) \qquad (3.6)$$

E.R. Marshalek et J. da Providencia [17] ont montré que cette relation permettait une équivalence entre la valeur RPA du moment m_{-1} et une valeur Hartree-Fock de cette polarisabilité qui peut être obtenue dans le cadre d'un calcul Hartree-Fock contraint.

---

*Il est aisé de voir que lorsque l'on considère le moment m_o, il peut se mettre sous la forme $<o|\varphi^2|o>$. Le calcul RPA de cet élément de matrice sera bien évidemment différent d'un calcul Hartree-Fock statique (HFS) de celui-ci :

$$<o(RPA)|\varphi^2|o(RPA)> \neq <o(HFS)|\varphi^2|o(HFS)>$$

puisque l'état fondamental RPA $|0\ (RPA)>$ contient des corrélations que la solution Hartree-Fock statique $|0\ (HFS)>$ ne contient pas.

**On peut définir une polarisabilité statique comme la réponse linéaire du noyau en présence du champ perturbateur $\lambda\varphi$. Si $|\lambda>$ est l'état perturbé, α_φ s'écrit comme :

$$\lambda \alpha_\varphi = <\lambda|\varphi|\lambda> - <o|\varphi|o>$$

où $|o>$ est l'état non perturbé.

Une conséquence fondamentale de ces "théorèmes" est que s'il existe une règle de somme pour un moment m_k (Q) et l'équivalent du théorème de Thouless, alors on peut avoir accès aux moments m_k^{RPA} (Q) sans affecter la résolution complète des équations de la RPA. Ainsi, à l'aide de quelques moments on pourra atteindre les propriétés moyennes de la fonction de distribution S (E), soit :

- des énergies $E_k = \sqrt{\frac{m_k}{m_{k-2}}}$

qui satisfont des inégalités de Schwartz $E_k \leq E_{k+1}$,

- une borne supérieure pour la largeur de la distribution :

$$\sigma^2_{max} = \frac{1}{4}\left[\frac{m_3}{m_1} - \frac{m_1}{m_{-1}}\right] \qquad (3.7)$$

D'une manière générale, si la distribution est très concentrée autour de sa valeur moyenne définie comme $\bar{E} = \frac{m_1}{m_0}$, seuls quelques moments seront nécessaires pour avoir une bonne connaissance de celle-ci. Le calcul des moments $m_{\pm 1}$, $m_{\pm 3}$ donne par exemple :

$$E_{-1} \leq \bar{E}_1 \leq \bar{E} \leq E_3 \qquad (3.8)$$

soit :

$$\sqrt{\frac{m_{-1}}{m_{-3}}} \leq \sqrt{\frac{m_1}{m_{-1}}} \leq \frac{m_1}{m_0} \leq \sqrt{\frac{m_3}{m_1}} \qquad (3.9)$$

Un exemple d'application de ces inégalités de Schwartz est donné dans le tableau 1 où sont reproduits des résultats de D. Medjadi et P. Quentin [18] obtenus à l'aide de règles de somme évaluées dans le cadre d'un formalisme de la coordonnée génératrice appliqué aux modes isoscalaires monopolaire et quadrupolaire du noyau ^{40}Ca .

	E_{-1}	E_1	$\bar{E}$	E_3
E0 ; T=0	18.95	20.44	20.96	24.63
E2 ; T=0	17.03	18.08	18.46	21.01

Tableau 1 : Energies en MeV obtenues en termes de règles de somme pour les modes électriques isoscalaires monopolaire (E0 ; T=0) et quadrupolaire (E2 ; T=0) [18].

A titre d'exemple de calcul de ces moments $m_k(Q)$ on peut donner les expressions des moments m_1 pour les modes monopolaire, dipolaire et quadrupolaire :

$$m_1(E0) \begin{cases} \frac{2\hbar^2}{m} A \langle r^2 \rangle & T = 0 \\ \frac{2\hbar^2}{m} A \langle r^2 \rangle [1 + \varkappa_0] & T = 1 \end{cases} \qquad (3.10)$$

$$m_1(E1) \quad \frac{\hbar^2}{2m} \frac{NZ}{A} [1 + \varkappa_1] \quad T = 1 \qquad (3.11)$$

$$m_1(E2) \begin{cases} \frac{4\hbar^2}{m} A \langle r^2 \rangle & T = 0 \\ \frac{4\hbar^2}{m} A \langle r^2 \rangle [1 + \varkappa_2] & T = 1 \end{cases} \qquad (3.12)$$

Dans ces relations les facteurs d'accélérations $\varkappa$ sont une mesure globale des effets d'échange protons-neutrons et de la dépendance en vitesse de la force nucléon-nucléon. Examinons le facteur du mode E1 ; T=1 qui peut être calculé simplement à l'aide d'une interaction effective de Skyrme (cf.Annexe 1). Le moment m_1 se met sous la forme :

$$m_1 = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{NZ}{A} (1 + \varkappa_1) \qquad (3.13)$$

avec

$$\varkappa_1 = \frac{m}{2\hbar^2} \cdot \frac{A}{NZ} \left\{ t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \right\} \int \rho_p(\vec{r}) \rho_n(\vec{r}) \, d\vec{r} \qquad (3.14)$$

où ρ_p et ρ_n sont les densités protons et neutrons.

Le premier terme de (3.13), qui n'est rien d'autre que la règle simple de Thomas-Reiche-Kuhn, provient du terme d'énergie cinétique présent dans le Hamiltonien H du système tandis que le facteur $\varkappa$ vient du calcul du commutateur [V, Q]. On peut montrer que seule la partie dépendant des vitesses de l'interaction effective contribue alors à ce coefficient.

Pour mener à bien ce calcul, il a bien entendu été nécessaire d'expliciter la forme desopérateurs Q responsables de la transition. Pour une multipolarité donnée, ceux-ci se mettent sous la forme $f(r) Y_{\ell m}(\hat{r})$ où la fonction f(r) peut être devinée à partir de l'image que l'on se fait de la résonance étudiée en termes de mouvement collectif des nucléons (cf. les figures 2, 3 et 4 données en introduction). Les expressions (3.10) à (3.12) ont été obtenues avec les opérateurs Q suivant :

$$Q_0 = \sum_i \vec{r}_i^{\,2} \qquad E0;\ T=0$$
$$= \sum_i \tau_i \vec{r}_i^{\,2} \qquad E0;\ T=1 \qquad (3.15)$$

$$Q_2 = \sum_i \left(\vec{r}_i^{\,2} - 3z_i^2\right) \qquad E2;\ T=0$$
$$= \sum_i \tau_i \left(\vec{r}_i^{\,2} - 3z_i^2\right) \qquad E2;\ T=1 \qquad (3.16)$$

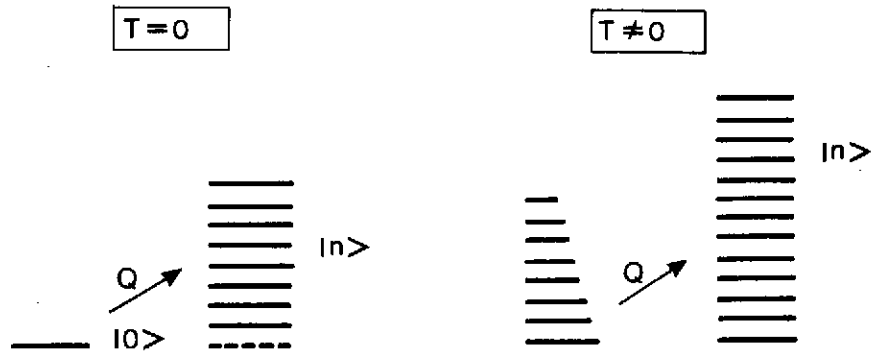
$$Q_1 = Q_z = \frac{1}{2}\sum_i \tau_i z_i - \frac{1}{2A}\left\{\sum_i \tau_i\right\}\sum_i z_i \qquad E1;\ T=1 \qquad (3.17)$$

où τ_i est la troisième composante de l'isospin ($\tau_i = 1$ si la particule i est un proton, -1 si c'est un neutron) et où l'opérateur Q a été construit en choisissant l'axe Oz pour orientation et en ayant soin de soustraire le mouvement du centre de masse.

Nous n'avons présenté ici que quelques très brefs rappels concernant ces règles de somme que l'on peut compléter avec la revue exhaustive de O. Bohigas, A.M. Lane et J. Martorell[19] * .

3.2 Règles de somme à température finie

La généralisation à température finie de cette approche en termes de règles de somme nécessite en premier lieu une extension des résultats qui viennent d'être rappelés à température nulle.



$\mathcal{O} = |0><0|$ $\qquad$ $\mathcal{O} = \sum_p P_p |p><p|$

Comme le schématise la figure ci-dessus, à température nulle, l'opérateur Q opère une transition entre l'état fondamental $|0>$ et un état excité $|n>$ quelconque (avec $n \neq 0$). A température finie (cf.fig. ci-dessus), l'état fondamental doit être écrit maintenant comme un mélange statistique défini par un opérateur densité :

---

*On pourra également consulter les revues de O. Bohigas [20,21] plus particulièrement consacrées au mode électrique dipolaire isovectoriel.

$$\mathcal{D} = \sum_p P_p \, |p><p| \qquad (3.18)$$

où P_p représente la probabilité d'occupation de l'état $|p>$ à la température considérée.

On généralise alors la notion de moment d'ordre k de la fonction de distribution associée à un opérateur Q donné de la façon suivante :

$$m_k(Q) = \sum_{\substack{n,p \\ n \neq p}} |<n|Q|p>|^2 (E_n - E_p)^k P_p \qquad (3.19)$$

Pour tous les moments $m_k(Q)$ avec $m_k \geq 0$, on peut très simplement montrer que les règles de somme, qui s'expriment pour un état pur comme la valeur moyenne d'un commutateur, sont toujours valides à température non nulle. Calculons par exemple :

$$m_1(Q) = \frac{1}{2} Tr \left\{ \mathcal{D} [Q,[H,Q]] \right\} = \frac{1}{2} Tr \left\{ \mathcal{D} (2QHQ - HQ^2 - Q^2H) \right\} \qquad (3.20)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{n,p} |<n|Q|p>|^2 (2E_n - E_p - E_p) P_p$$

$$= \sum_{n,p} |<n|Q|p>|^2 (E_n - E_p) P_p \qquad (3.21)$$

et la règle de somme (3.3) pour $m_1(Q)$ reste valide à température finie à condition d'utiliser des densités pour les protons et neutrons issues d'un calcul Hartree-Fock à température finie (voir les expressions (3.10) à (3.12) et plus particulièrement les expressions (3.13) et (3.14) pour le mode électrique dipolaire isovectoriel).

En ce qui concerne le moment $m_{-1}(Q)$ on peut montrer [22,23,24] qu'il est encore proportionnel à la polarisabilité statique α_Q associée à l'opérateur Q. A température finie, c'est-à-dire pour un mélange d'états (3.18), il est en outre nécessaire de prouver [24] l'existence de "théorèmes de Thouless" (théorème de Thouless ou extension de Marshalek et da Providencia) afin de généraliser l'interprétation en termes de règles de somme RPA de tels calculs de polarisabilité.

4. RESULTATS POUR LES RESONANCES GEANTES ELECTRIQUES

4.1 Approche semi-classique du moment m_{-1}

Nous avons vu que la polarisabilité statique α_Q associée à un opérateur Q devait être calculée dans le cadre d'un processus Hartree-Fock contraint (CHF), c'est-à-dire comme solution de l'équation variationnelle :

$$\delta \left\{ <H> - \lambda Q \right\} = 0 \qquad (4.1)$$

Une approximation de tels calculs CHF consiste à prendre pour ensemble variationnel les déterminants de Slater construits avec des solutions du problème Hartree-Fock à l'équilibre, modifiées selon une transformation d'échelle :

$$\varphi_i^{\nu}(\vec{r}) = \exp(i\nu S)\,\varphi_i^{o}(\vec{r}) \qquad (4.2)$$

où l'opérateur S est choisi comme

$$S = \frac{2i}{\hbar c}\,[T, Q] \qquad (4.3)$$

où T est l'opérateur énergie cinétique et Q est l'opérateur de la transition étudiée.

Cette approximation dite du "scaling" constitue une très bonne approche du moment m_{-1} dans le cas du mode monopolaire isoscalaire [10,25] et peut être très aisément mise en oeuvre en paramétrisant les densités de protons et de neutrons sous la forme [5,10] :

$$\rho_q(\vec{r}) = \rho_{oq}(\vec{r}) + \varepsilon\left\{3\rho_{oq}(\vec{r}) + r\frac{d}{dr}\rho_{oq}(\vec{r})\right\} \qquad (4.4)$$

$\rho_{oq}(\vec{r})$ (q = n ou p pour les neutrons et les protons respectivement) est la densité à l'équilibre et ε est le paramètre variationnel du problème (4.1).

En ce qui concerne le mode dipolaire isovectoriel on peut montrer [26,27] l'inaptitude de ce type d'approximation (4.2), (4.3) à redonner des moments m_{-1} corrects comparés à ceux issus d'un calcul RPA. L'espace variationnel, limité alors par une équation de type (4.2) à des vibrations de surface, est, dans ce cas, beaucoup trop restreint comparé à celui utilisé dans un calcul Hartree-Fock contraint complet. Nous avons montré [22,28, voir également 29] qu'il était possible de retrouver des polarisabilités proches des valeurs RPA en augmentant cet espace de variation avec des densités paramétrisées sous la forme :

$$\rho_q(\vec{r}) = \rho_{oq}(\vec{r}) + \varepsilon_q\,\gamma\,\rho_{oq}(\vec{r}) + \eta_q\frac{\partial}{\partial\gamma}\rho_{oq}(\vec{r}) \qquad q = n, p \qquad (4.5)$$

où ε_q et η_q sont les paramètres variationnels.

L'ansatz (4.5) revient simplement à ajouter au terme de surface en η_q (de type Goldhaber-Teller) un terme de volume (en ε_q) (de type Migdal [30]).

Le problème variationnel (4.1) nécessite le calcul de $\langle H \rangle$ qui dépend des densités ρ_q ainsi que des densités d'énergie cinétique τ_q et de spin $\vec{J}_q$ (q = p,n). Nous disposons à cet effet de méthodes semi-classiques particulièrement efficaces pour la résolution d'un tel problème si l'on néglige d'éventuels effets de couches (dont on a par ailleurs de bonnes raisons de penser qu'ils soient très faibles même à température nulle). L'approximation que nous avons utilisée(notée ETF), fondée sur un développement de type Thomas-Fermi jusqu'à l'ordre $\hbar^4$ [31] pour ces densités ρ_q , τ_q et $\vec{J}_q$ a été utilisée de manière exhaustive [32] pour décrire avec succès les propriétés statiques des noyaux.

Récemment généralisée à température finie[33], cette méthode nous fournit des fonctionnelles $\tau[\rho]$ et $\vec{J}[\rho]$ qui permettent une résolution du problème variationnel (4.1)* à partir de la seule donnée des densités ρ_q "modèles" paramétrisées selon les expressions (4.4) ou (4.5) suivant le mode étudié. Dans le cadre d'une telle méthode les ingrédients de base sont donc des densités ρ_q de protons (q = p) [et de neutrons (q = n) respectivement] que l'on paramétrise pour une température T sous la forme[32] :

$$\rho_q(r) = \frac{\rho_{0q}}{\left[1 + e^{(r-R_q)/a_q}\right]^{\gamma_q}} \qquad (4.6)$$

où les paramètres ρ_{0q} , R_q , a_q et γ_q sont déterminés de manière self-consistante par minimisation de la quantité $\langle H \rangle$ ($\langle F \rangle$ respectivement à température finie) et où H est écrit sous la forme d'une fonctionnelle $H\{\rho, \tau[\rho], \vec{J}[\rho]\}$.

Il est important de rappeler ici l'aptitude de ce type de méthode semi-classique à décrire les propriétés statiques des noyaux, aptitude d'autant plus grande à température finie où les effets de couche disparaissent dès que $T \simeq 2$ MeV [34].

Afin de garder une certaine cohérence dans les calculs présentés ci-après, il va de soi que les moments m_1 intervenant dans le calcul des énergies $E_1 = \sqrt{m_1/m_{-1}}$ sont également calculés semi-classiquement en utilisant les mêmes densités ρ_q (q = p,n).

4.2 Résultats pour le mode dipolaire isovectoriel E1 ; T = 1

La figure 9 montre les premiers résultats obtenus [23] pour les énergies $E_1 = \sqrt{m_1/m_{-1}}$ en fonction de la température en utilisant une interaction effective de Skyrme de type SkM* [35] (cf.Annexe 1) pour les noyaux ^{40}Ca et ^{208}Pb. On y retrouve la décroissance de ces énergies lorsque T croît en accord avec les prévisions du modèle à deux niveaux [13], sans toutefois observer un effet aussi important. Ceci met ainsi en évidence les limites de modèles aussi schématiques. A l'ordre le plus bas (terme de Thomas-Fermi seul) du développement semi-classique en puissance de $\hbar$, M.Barranco et al. [37] ont complété ces résultats en y ajoutant le calcul des moments m_3 permettant ainsi l'estimation des largeurs de distributions reproduites sur la fig. 9 pour les noyaux ^{40}Ca et ^{208}Pb montrant ainsi la croissance prévue de ces largeurs lorsque la température augmente. Afin d'être complets nous devons rapprocher ces résultats obtenus en termes de règles de somme des résultats de calculs RPA à température finie. Pour des températures inférieures à 5 MeV, pour lesquelles on peut faire l'hypothèse d'une très faible variation des énergies de particule individuelle [34], D. Vautherin et N. Vinh Mau[9] ont résolu le système d'équations RPA sur une base phénoménologique d'états d'oscillateur harmonique.

---

* A température finie le problème variationnel (4.1) devient naturellement :

$$\delta\{\langle F \rangle - \lambda Q\} = 0$$

où $\langle F \rangle$ est la valeur moyenne de l'énergie libre de Helmholtz.

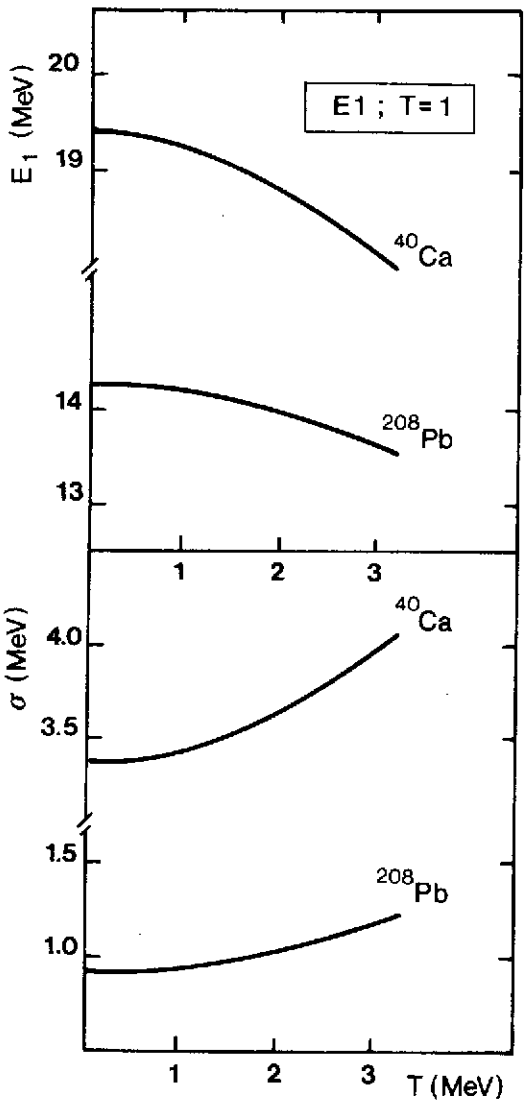


Figure 9 : Energies E_1, largeurs en MeV comme fonctions de la température pour le mode dipolaire isovectoriel pour les noyaux ^{40}Ca et ^{208}Pb. Les énergies E_1 sont de J. Meyer et al.[23] et les largeurs σ de M. Barranco et al. [37]. L'interaction effective de Skyrme SkM* est utilisée ici.

Pour le noyau ^{40}Ca ces auteurs obtiennent une faible dépendance de l'énergie de la résonance dipolaire, de l'ordre de 3% entre T=0 et T=4 MeV, correspondant à une énergie d'excitation du noyau comprise entre 0 et 67 MeV. Par suite du grand nombre de configurations particule-trou possibles dès que la température croît, ils observent également une large dispersion de la fonction de distribution dans cette zone d'énergie d'excitation. Ces résultats RPA, qui sont les premiers à avoir été obtenus, sont en accord avec les calculs en termes de règles de somme que nous venons de décrire. Ils ont été en outre confirmés par H. Sagawa et G.F. Bertsch [15] dans le cadre de calculs RPA self-consistants, calculs qui conduisent à une variation encore plus faible de la distribution avec la température. Toujours pour le noyau ^{40}Ca, ces auteurs obtiennent d'ailleurs un effet nettement plus important pour le mode quadrupolaire isoscalaire E2 ; T=0 où des configurations contribuant à la partie de basse énergie de la fonction de distribution deviennent rapidement prépondérantes[38].

Tout récemment J. Bar Touv [39] en résolvant le système RPA dans l'espace des coordonnées et prenant ainsi en compte la totalité des états du continu, a obtenu des résultats pour le mode E1 ; T=1 du noyau ^{40}Ca relativement plus proches de ceux de D. Vautherin et N. Vinh Mau confirmant ainsi un déplacement vers les basses énergies du pic principal de la distribution, mais aussi une dispersion importante. Cependant, on peut émettre quelques réserves sur la validité de calculs effectués à la température de 6 MeV (cf. Cours de P. Bonche [7]).

4.3 Résultats pour le mode monopolaire isoscalaire E0 ; T = 0

La figure 10 montre la différence de comportement de l'énergie E_1 en fonction de la température entre les deux modes E0 ; T = 0 et E1 ; T = 1 pour le noyau ^{208}Pb [23], exhibant une décroissance plus forte pour le mode monopolaire isoscalaire. Cet effet a été également confirmé par M.Barranco et al. [34] dans le cadre d'une approximation semi-classique légèrement différente et ceci quelle que soit la méthode de calcul utilisée (c'est-à-dire soit à température finie, soit à entropie fixée). La fig. 11 montre les largeurs obtenues par ces auteurs mettant de même en évidence un accroissement plus prononcé pour le mode E0 ; T = 0 que pour le mode E1 ; T = 1 .

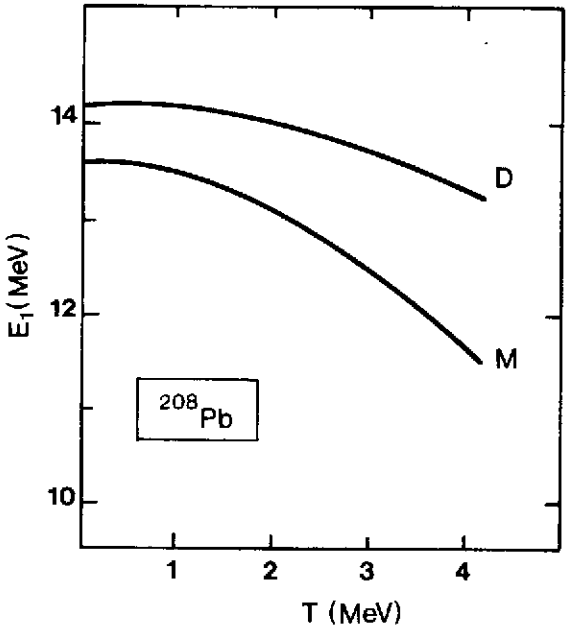


Figure 10 : Energies $E_1 = \sqrt{m_1/m_{-1}}$ en MeV comme fonctions de la température pour les modes dipolaire isovectoriel (E1 ; T=1 noté D) et monopolaire isoscalaire (E0 ; T=0 noté M) pour le noyau ^{208}Pb [23]. L'interaction effective de Skyrme SkM* est utilisée ici.

Il n'existe pas à l'heure actuelle de calculs RPA de ce mode monopolaire isoscalaire permettant, outre une confirmation de nos résultats, une analyse détaillée du comportement de la fonction de distribution avec l'énergie d'excitation du noyau. Même en l'absence totale de possibilité d'évidences expérimentales pour ce mode rappelons toutefois son intérêt fondamental en ce qu'il est directement lié au module d'incompressibilité du noyau, coefficient essentiel à **l'équation d'état** du milieu nucléaire (cf. fig.12 et conclusions).

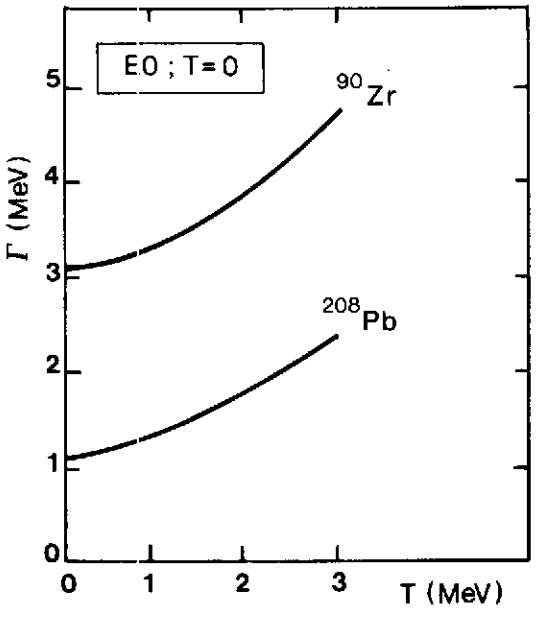


Figure 11 : Largeurs $\Gamma = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}$ en MeV pour le mode monopolaire isoscalaire pour les noyaux ^{90}Zr et ^{208}Pb comme fonctions de la température[34]. L'interaction de Skyrme SkM* est utilisée ici.

5. SITUATION EXPERIMENTALE

La situation expérimentale repose sur une idée assez ancienne de D. Brink[40] qui prévoit la possibilité de construire sur chaque état excité d'un noyau une résonance géante du type dipolaire isovectoriel dont les propriétés ne devraient pas dépendre fortement des détails de la structure de l'état considéré. De récents travaux expérimentaux (Réf. [41] pour un article de synthèse, Réf. [42-43] pour des revues et Réf. [44-48] pour des travaux plus spécifiques) sont venus confirmer cette hypothèse ouvrant ainsi la voie à de nouvelles informations sur les propriétés des noyaux à haute énergie d'excitation.

Sans entreprendre une revue exhaustive des résultats expérimentaux déjà obtenus et qui concernent donc tous la **résonance géante électrique dipolaire isovectorielle E1 ; T=1**, on peut donner quelques exemples permettant de situer les domaines de température ainsi que les noyaux abordés. J.E. Draper et al.[44] prévoient un déplacement vers les basses énergies de la résonance de l'ordre de 35% pour le noyau ^{136}Xe pour des températures comprises entre 1.4 et 3.4 MeV. Ils observent également un doublement de la largeur entre T = 2.5 MeV et T = 3 MeV, ce dernier résultat étant par ailleurs fort controversé[49]. B. Haas et al[45] font état d'un abaissement de l'ordre de 3 MeV dans le noyau ^{144}Gd quand la température varie entre 0 et 1.6 MeV. Citons encore les expériences de E.F. Garman et al.[46] qui concernent le ^{127}Cs, de A.M. Sandorfi et al.[47] étudiant le ^{78}Kr ainsi que celles tout à fait récentes de C.A. Gosset et al.[48] qui concernent les noyaux d'Erbium à des températures de l'ordre de 1 MeV.

D'une manière générale on observe un déplacement vers les basses énergies de la résonance ainsi qu'une augmentation des largeurs, effets plus importants pour les noyaux légers que pour les noyaux lourds étudiés. Il est toutefois important de travailler à des énergies d'excitation relativement importantes, correspondant à des températures de l'ordre de $1.0 \div 1.5$ MeV afin de s'affranchir de l'essentiel des effets de couches, ces derniers pouvant éventuellement produire des résultats apparemment contraires aux propriétés moyennes à des températures très faibles[50].

Une première conclusion s'impose. Si les effets expérimentaux observés vont dans le sens des calculs théoriques que nous avons décrits (calculs RPA ou en termes de règles de somme), ces effets sont toujours beaucoup plus importants que les faibles variations théoriques des énergies E_1.

Il est très important de remarquer que tous les travaux expérimentaux concernent des noyaux déformés d'une part dans des états à haut moment angulaire d'autre part. Du point de vue théorique nous n'avons pas abordé le problème de l'introduction du moment angulaire pour des configurations déformées dans les formalismes présentés. Nous n'avons pas non plus abordé les problèmes liés à la fragmentation correspondante de la résonance dipolaire géante dans les noyaux déformés. En calculant une réponse linéaire à température finie, P. Ring et al.[51,52] ont étudié ces différents paramètres et montré comment la notion de déformation était peut-être prépondérante pour ce type de noyau, les effets de température apparaissant nettement inférieurs.

6. CONCLUSIONS

Nous avons tout d'abord brièvement rappelé comment on pouvait construire un modèle microscopique pour les vibrations collectives des nucléons dans les noyaux à partir d'une approximation de faibles amplitudes au système d'équations Hartree-Fock dépendant du temps. C'est l'approximation des phases aléatoires (RPA) dont nous avons discuté la généralisation à température finie. Nous avons également montré comment l'on peut en approcher globalement les résultats en utilisant des régles de somme sans résoudre complètement le système d'équations RPA.

Nous avons pu ainsi montrer comment évoluent les propriétés générales (énergies et largeurs) des résonances géantes électriques lorsque la température du système nucléaire croît. Nous avons discuté des résultats numériques pour les modes électriques monopolaire isoscalaire E0 ; T=0 et dipolaire isovectoriel E1 ; T=1.

Devant la difficulté d'obtenir des signatures expérimentales directes et dépourvues d'ambiguïté on peut se poser la question de l'utilité des efforts déployés tant du point de vue théorique qu'expérimental. Il ne faut pas oublier le lien direct entre ces modes collectifs et des quantités telles que le coefficient d'incompressibilité du noyau qui sont fondamentales pour notre connaissance de **l'équation d'état** du milieu nucléaire. Ce coefficient d'incompressibilité peut directement être extrait du mode électrique monopolaire isoscalaire et la figure 12 en montre l'évolution avec la température pour le noyau ^{208}Pb. Outre le fait qu'un tel résultat contribue à l'amélioration de notre connaissance de l'équation d'état et notamment de son comportement avec T, il apparaît très important de pouvoir poursuivre un tel calcul au-delà des températures de 4 à 5 MeV afin de savoir si l'on peut déterminer la température où cette incompressibilité s'annule. On serait alors à l'évidence en présence d'une transition de phase du type "liquide-gaz". Une telle "extrapolation" de cette évolution de K en fonction de la température est en cours d'étude à l'heure actuelle[55], elle doit nécessairement tenir compte correctement, à l'aide de la présence d'un gaz extérieur par exemple[7], des nucléons qui sont évaporés dès que la température croît.

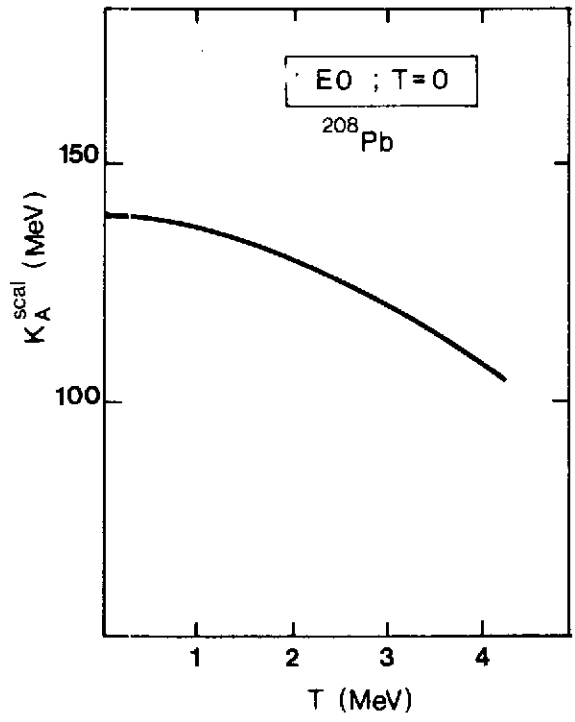


Figure 12 : Coefficient d'incompressibilité pour le noyau ^{208}Pb dans l'hypothèse du "scaling" en fonction de la température[23]. L'interaction effective de Skyrme SkM* est utilisée ici.

REMERCIEMENTS

Une part importante du travail exposé dans ce cours est le fruit d'une étroite collaboration avec Philippe Quentin et avec Matthias Brack et Johann Bartel pour les résultats les plus récents. Qu'ils trouvent ici la marque de mon amicale reconnaissance pour les discussions toujours fructueuses que nous avons eues ensemble.

Qu'il me soit également permis de remercier D. Medjadi, D. Vautherin, N. Vinh Mau pour m'avoir permis de reproduire une partie de leurs résultats et pour certains avant publication.

Je dois une mention particulière à Florent Haas qui m'a aidé à parfaire mon approche de la situation expérimentale concernant les résonances géantes bâties sur des états à haute énergie d'excitation.

ANNEXE 1 : L'INTERACTION DE SKYRME

Nous rappelons dans cet Appendice les propriétés des interactions de Skyrme afin de mieux situer la force effective notée SkM* utilisée dans nos calculs numériques. 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

$$\begin{aligned} V_{sk}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = {} & t_0 (1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}) \\ & + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [\overleftarrow{P}'^2 \delta(\vec{r}) + \delta(\vec{r}) \vec{P}^2] \\ & + \frac{1}{2} t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \overleftarrow{P}' \cdot \delta(\vec{r}) \vec{P} \\ & + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) [\rho(\vec{R})]^\alpha \delta(\vec{r}) \\ & + i W \vec{\sigma} \cdot [\overleftarrow{P}' \times \delta(\vec{r}) \vec{P}] \end{aligned} \qquad (A.1)$$

où l'on a

$$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 , \quad \vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$$

$\vec{P} = \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)$ $\overleftarrow{P}'$ étant le complexe conjugué de $\vec{P}$ agissant à gauche

$\vec{\sigma} = \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2$ où $\vec{\sigma}_i$ est une matrice de Pauli liée à la particule i.

$$P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$$

D'une manière générale on considérera ici trois paramétrisations différentes de l'équation (A.1): la force S III de M. Beiner et al.[53] dont les paramètres ont été ajustés pour rendre compte des propriétés statiques (énergies de liaison, rayons) des noyaux sphériques ; la force SkM introduite par H. Krivine et al.[54] qui tient compte des résultats expérimentaux concernant le mode monopolaire isoscalaire en donnant une incompressibilité de la matière nucléaire infinie symétrique beaucoup plus réaliste ; enfin, la force SkM* qui est une modification de SkM introduite récemment par J. Bartel et al.[31] pour rendre compte correctement de la barrière de fission de ^{240}Pu alors que S III et SkM donnent des résultats respectivement trop grand et trop faible.

Le tableau 2 donne les paramètres de ces trois interactions tandis que le tableau 3 rassemble leurs propriétés dans la matière nucléaire infinie symétrique. Ce dernier tableau donne également le facteur d'accélération $\mathcal{K}$ qui mesure la déviation par rapport à une simple règle de somme de

	t_0 MeV.fm^3	t_1 MeV . fm^5	t_2 MeV . fm^5	t_3 MeV .fm^6	x_0	x_3	α	W	Réf.
S III	-1128.75	395.	-95.	14000.	0.45	1.	1	120	53
SkM	-2645.	385.	-120.	15595.	0.09	0.	$\frac{1}{6}$	130	54
SkM*	-2645.	410.	-135.	15595.	0.09	0.	$\frac{1}{6}$	130	31

Tableau 2 : Paramètres des interactions de Skyrme utilisées. $x_1 = x_2 = 0$ pour ces trois forces. La dimension MeV.fm^6 pour le paramètre t_3 est donnée pour α =1. On a noté SkM* l'interaction SkM modifiée.

Thomas-Reiche-Kuhn dans le cas des modes isovectoriels. Ces facteurs d'accélérations différents pour chacun des modes L = 0, 1, 2 (cf. les expressions (3.10) à (3.12)) dans les noyaux finis convergent vers une valeur commune indépendante de L dans le cas de la matière nucléaire infinie symétrique.

	ρ fm^{-3}	E/A MeV	K MeV	m^*/m	J MeV	Q MeV	$\varkappa$
S III	0.145	-15.85	355.7	0.763	28.16	53.5	0.526
SkM	0.160	-15.77	216.7	0.788	30.75	35.1	0.512
SkM*	0.160	-15.77	216.7	0.788	30.14	31.2	0.532

Tableau 3 : Propriétés de la matière nucléaire infinie symétrique pour les interactions de Skyrme utilisées. (Les valeurs des énergies de symétrie J et Q sont tirées de la Réf.31)

REFERENCES

[1] Sur les expériences faites à Saclay concernant la résonance électrique dipolaire isovectorielle :
A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, J. Fagot, A. Veyssière, J. Ahrens, P. Axel, U. Kneissl, Phys. Lett. 79B (1978) 43.
P. Carlos, J. de Physique 41 (1980) C3-149.
P. Carlos dans From Collective States to Quarks in Nuclei, edited by H. Arenhövel and A.M. Saruis , Lecture Notes in Physics, Vol. 137, Springer Verlag, Berlin, 1981, Proceedings of the Workshop on Nuclear Physics with Real and Virtual Photons, Bologna, November 25-28, 1980.
A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, J. Fagot, A. de Miniac, A. Veyssière, Nucl. Phys. A367 (1981) 237. (Voir également A. Leprêtre, Thèse de Doctorat ès Sciences, Orsay, 1982)
R. Bergère, Nuov. Cim. 76A (1983) 147.

[2] J. Speth, A. Van der Woude, Rep. Progr. Phys. 44 (1981) 719.

[3] HESANS 83, Proceedings of the International Symposium on Highly Excited States and Nuclear Structure, Orsay, September 5-8, 1983, ed. N. Marty, Nguyen Van Giai, Journal de Physique C4, 45 (1984) 1.

[4] Ces figures schématiques ont été empruntées à l'exposé très pédagogique de G. Bertsch, Pour la Science, Juillet 1983, p.92.

[5] M. Buenerd, Cours complémentaire à l'Ecole Joliot-Curie 1985.
M. Buenerd dans HESANS 83 pour une revue sur les expériences faites à Grenoble concernant la résonance électrique monopolaire isoscalaire.

[6] J. des Cloizeaux dans "Problème à N corps", Les Houches 1967, éd. C. de Witt, R. Balian, Gordon and Breach, London, 1968.

[7] P. Bonche, Cours principal à l'Ecole Joliot-Curie 1985 et les références citées.

[8] M.J. Giannoni, Comptes-Rendus des VIIIèmes Journées d'Etudes de la Division de Physique Théorique, Aussois, 6-10 février 1978, Rapport INPO/TH 78-37, Orsay.

[9] D. Vautherin, N. Vinh Mau, Nucl. Phys. A422 (1984) 140.

[10] J.P. Blaizot, Phys. Rep. 64 (1980) 171 et les références qui y sont citées.
J.P. Blaizot, B. Grammaticos, Nucl. Phys. A355 (1981) 115.

[11] Nguyen Van Giai, N. Sagawa, Nucl. Phys. A371 (1981) 1.

[12] Nguyen Van Giai, Supp. Progr. Theor. Phys. 74,75 (1983) 330.

[13] D. Vautherin, N. Vinh Mau, Phys. Lett. 120B (1983) 261.

[14] G.E. Brown, M. Bosterli, Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 472.

[15] H. Sagawa, G.F. Bertsch, Phys. Lett. 146B (1984) 138.

[16] D.J. Thouless, Nucl. Phys. 21 (1960) 225 ; 22 (1961) 78.

[17] E.R. Marshalek, J. da Providencia, Phys. Rev. C7 (1973) 2281.

[18] D. Medjadi, P. Quentin, Nucl. Phys. A441 (1985) 291.

[19] O. Bohigas, A.M. Lane, J. Martorell, Phys. Rep. 51 (1979) 267.

[20] O. Bohigas dans From Collective States to Quarks in Nuclei, edited by H. Arenhövel and A.M. Saruis, Lectures Notes in Physics, Vol.137, Springer Verlag, Berlin, 1981.

[21] O. Bohigas, Supplement Prog. Theor. Phys. 74,75 (1983) 380.

[22] J. Meyer, P. Quentin, M. Brack, Comptes-Rendus 7ème Biennale de Physique Nucléaire, Aussois, février 1983, Rapport LYCEN 8302.

[23] J. Meyer, P. Quentin, M. Brack, Phys. Lett. 133B (1983) 279.

[24] M. Barranco, A. Polls, J. Martorell, Nucl. Phys. A444 (1985) 445.

[25] G.R. Satchler, Particles and Nuclei, 5 (1973) 105.

[26] O. Bohigas, Nguyen Van Giai, D. Vautherin, Phys. Lett. 102B (1981) 105.

[27] J. Meyer, P. Quentin, B.K. Jennings, Nucl. Phys. A385 (1982) 269.

[28] J. Meyer, P. Quentin, M. Brack, Proceedings of the International Workshop "Nuclear Fluid Dynamics", Trieste, October 11-15, 1982.

[29] H. Krivine, C. Schmitt, J. Treiner, Phys. Lett. 112B (1982) 281.

[30] A.B. Migdal, J. Phys. USSR 8 (1944) 331.

[31] B. Grammaticos, A. Voros, Ann. Phys. (NY) 123 (1979) 359 ; 129 (1980) 153.

[32] M. Brack, C. Guet, H.B. Hakanson, Phys. Rep. 123 (1985) 276.

[33] J. Bartel, M. Brack, M. Durand, Nucl. Phys. A445 (1985) 263.

[34] M. Brack, P. Quentin, Nucl. Phys. A361 (1981) 35.

[35] J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet, H.B. Hakanson, Nucl. Phys. A386 (1982) 79.

[36] M. Barranco, S. Marcos, J. Treiner, Phys. Lett. 143B (1984) 314.

[37] M. Barranco, A. Polls, S. Marcos, J. Navarro, J. Treiner, Phys. Lett. 154B (1985) 96.

[38] W. Besold, P.-G. Reinhard, C. Toepffer, Nucl. Phys. A431 (1984) 1.

[39] J. Bar Touv, Phys. Rev. 32C (1985) 1369.

[40] D. Brink, D. Phil. Thesis, University of Oxford, 1955 (non publié).

[41] K.A. Snover, Comments Nucl. Part. Phys. 12 (1984) 243.
AIP Conference Proceedings 125 (1985) 660, Proceedings of the International Symposium on Capture Ray Spectroscopy and Related Topics, Knoxville, Sept.1984.

[42] K.A.S. Snover dans HESANS 83 (Revue de la situation en 1983).

[43] B. Haas, Cours complémentaire à l'Ecole Joliot-Curie 1983.

[44] J.E. Draper et al., Phys. rev. Lett. 49 (1982) 434.

[45] B. Haas et al., Phys. Rev. 120B (1983) 79 (voir aussi Y. Schutz, Thèse de Doctorat ès Sciences, Université Louis Pasteur de Strasbourg, 1982).

[46] E.F. Garman et al., Phys. Rev. 28C (1983) 2554.

[47] A.M. Sandorfi et al., Phys. Lett. 130B (1983) 19.

[48] C.A. Gosset et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1486.

[49] B. Herskind, NATO Advanced Study on Heavy Ion Collisions, Cargèse, 1984.

[50] Z. Szeflinski et al., Phys. Lett. 126B (1983) 159.

[51] M. Faber, J.L. Egido, P. Ring, Phys. Lett. 127B (1983) 5.

[52] P. Ring, L.M. Robledo, J.L. Egido, M. Faber, Nucl. Phys. A419 (1984) 261.

[53] M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai, P. Quentin, Nucl. Phys. A138 (1975) 29.

[54] H. Krivine, J. Treiner, O. Bohigas, Nucl. Phys. A336 (1980) 155.

[55] M. Brack, Communication privée.