

# 热核上的 isovector 巨多极共振\*

李 国 强

杭州大学物理系, 杭州, 310028

1989年3月14日收到

将有限温度自洽半经典 sum rule 方法应用于研究热核上的 isovector 巨多极共振。用扩展 Skyrme 力计算了 isovector 巨单极共振 (GMR), 巨偶极共振 (GDR) 和巨四极共振 (GQR) 的平均激发能量的温度效应。

PACC: 2110; 2130; 2160J; 2430

## 一、引 言

研究原子核巨多极共振的基本方法是自洽的 Hartree-Fock + random phase approximation (HF + RPA)<sup>[1,2]</sup>。利用 sum rule 方法研究巨共振的平均性质,可以避免求解 RPA。如果限于  $|p| \ll \hbar$  RPA,那么只要解 HF 方程,得到 HF 基态  $|HF\rangle$ ,即可研究巨共振的平均性质<sup>[3,4]</sup>。而且,对于巨共振这样的集体激发,壳效应的影响不太明显, HF 基态完全可以用更简单的自洽半经典 (SCSC) 基态取代。自洽半经典计算比 HF 计算要简单得多<sup>[5]</sup>。我们称这种将自洽半经典方法和 sum rule 方法相结合来研究巨多极共振平均性质的方法为自洽半经典 sum rule 方法。我们用这一方法已经研究了球形核基态上的 isoscalar<sup>[6]</sup> 和 isovector 巨共振<sup>[7]</sup>,研究了形变核基态上的巨共振<sup>[8]</sup> 和热核上的 isoscalar 巨共振<sup>[9]</sup>。本文将用此方法研究热核上的 isovector 巨多极共振,包括 GMR, GDR 和 GQR。同以前的工作一样,仍以扩展 Skyrme 力作为核子-核子相互作用。

## 二、理论方法与计算结果

假定热核处于热平衡,温度为  $T$ ,而扩展 Skyrme 力参数与温度无关,(关于核子-核子相互作用的温度依赖性的讨论见文献[10].)利用有限温度自洽半经典方法可以确定这样的热核的核子分布  $\rho_n(\mathbf{r})$  和  $\rho_p(\mathbf{r})$ <sup>[9]</sup>。从而可以计算核子均方根半径,结果如图 1 所示。随  $T$  升高,均方根半径增大,说明核子分布向外扩展。

大家知道,零温度下的 sum rule 方法已得到充分的研究和证明<sup>[3,4]</sup>。将此方法推广到有限温度必须作统计假定,即认为系统的状态由密度矩阵  $\hat{D}$  确定

\* 国家自然科学基金资助的课题。

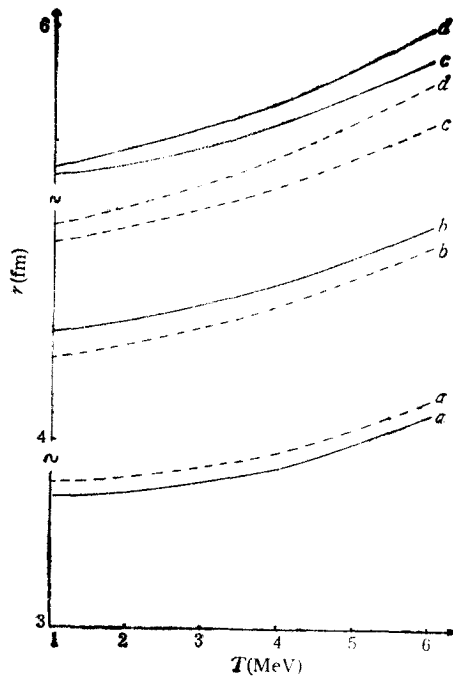


图1 核子均方根半径  $r$  随温度  $T$  的变化  
曲线  $a$  是  $^{40}\text{Ca}$ ; 曲线  $b$  是  $^{90}\text{Zr}$ ;  
曲线  $c$  是  $^{120}\text{Sn}$ ; 曲线  $d$  是  $^{208}\text{Pb}$ ;  
——是  $r_n$ ; ----是  $r_p$

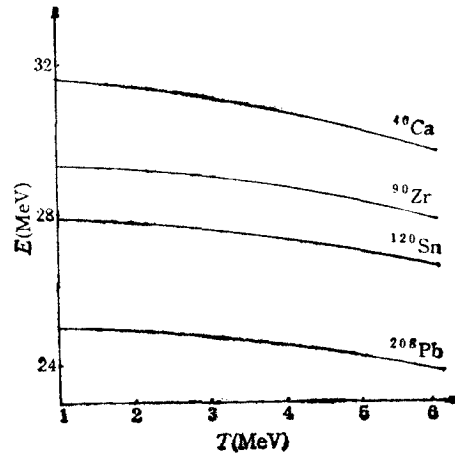


图2 GMR 的平均激发能量  $E$  随温度  $T$  的变化

$$\hat{D} = \sum_n p_n |n\rangle \langle n|. \quad (1)$$

$\{|n\rangle\}$  是哈密顿量  $\hat{H}$  的本征矢, 本征能量是  $E_n$ .

强度函数的定义也可被推广

$$S_\lambda(E) = \sum_{n \neq 0} p_n |\langle n | \hat{F}_\lambda | 0 \rangle|^2 \delta(E - (E_n - E_0)). \quad (2)$$

强度函数矩相应地可定义为

$$m_k^\lambda = \sum_{n \neq 0} p_n |\langle n | \hat{F}_\lambda | 0 \rangle|^2 (E_n - E_0)^k. \quad (3)$$

如果只限于有限温度的  $|p|/\hbar$  RPA 解, 那么利用和零温度相类似的一些定理<sup>[11]</sup>, 可以将上述强度函数矩转化为一定对易子在有限温度 HF (或有限温度自洽半经典) 基态上的期待值。例如

$$m_1^\lambda = \frac{1}{2} \langle 0 | [\hat{F}_\lambda, [\hat{H}, \hat{F}_\lambda]] | 0 \rangle, \quad (4a)$$

$$m_3^\lambda = \frac{1}{2} \langle 0 | [[\hat{H}, \hat{F}_\lambda], [\hat{H}, [\hat{H}, \hat{F}_\lambda]]] | 0 \rangle. \quad (4b)$$

巨共振的平均激发能量一般定义为

$$E_1 = \sqrt{\frac{m_3^\lambda}{m_1^\lambda}}. \quad (5)$$

对于 isoscalar 巨共振, 由于 Skyrme 力和激发算子对易, 对  $m_1^\lambda$  的贡献只来自动能部分. 而  $m_3^\lambda$  可通过 scaling 变换得到. 对于 isovector 巨共振, 由于  $\hat{F}_\lambda$  中包含了同位旋算符,  $[\hat{F}_\lambda, \hat{V}_{\text{Skyrme}}] \neq 0$ .  $m_1^\lambda$  可分为两部分:

$$\begin{aligned} m_1^\lambda &= \frac{1}{2} \langle 0 | [\hat{F}_\lambda, [\hat{T} + \hat{V}_{\text{Skyrme}}, \hat{F}_\lambda]] | 0 \rangle \\ &= \frac{1}{2} \langle 0 | [\hat{F}_\lambda, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]] | 0 \rangle (1 + K) \end{aligned}$$

$$K = \langle 0 | [\hat{F}_\lambda, [\hat{V}_{\text{Skyrme}}, \hat{F}_\lambda]] | 0 \rangle / \langle 0 | [\hat{F}_\lambda, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]] | 0 \rangle, \quad (6)$$

对  $m_3^\lambda$  则必须在一定的近似下才能采用 scaling 近似. 按文献 [3],  $m_3^\lambda$  可近似地表示为

$$m_3^\lambda = m_3^{\lambda(0)} (1 + K)^2, \quad (7)$$

$$m_3^{\lambda(0)} = \frac{1}{2} \langle 0 | [[\hat{F}_\lambda, \hat{T}], [\hat{H}, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]]] | 0 \rangle. \quad (8)$$

而  $m_3^{\lambda(0)}$  可采用 scaling 近似

$$\begin{aligned} m_3^{\lambda(0)} &= \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \langle \eta | \hat{H} | \eta \rangle \Big|_{\eta=0}, \quad (9) \\ | \eta \rangle &= \exp[\eta [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]] | 0 \rangle. \end{aligned}$$

下面就 isovector GMR, GDR 和 GQR 分别讨论.

1. GMR 的激发算子一般取为

$$\hat{F}_0 = \sum_{i=1}^A r_i^2 t_3(i).$$

$t_3(i)$  是和同位旋第三分量有关的量子数.

$m_1^0$  和  $K$  可直接计算对易关系得到

$$\begin{aligned} m_1^0 &= \frac{2\hbar^2}{m} A \langle r^2 \rangle (1 + K), \\ K &= \left\{ \left[ t_1 \left( 1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left( 1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \int r^2 \rho_n(\mathbf{r}) \rho_p(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right. \\ &\quad \left. + \left[ t_4 \left( 1 + \frac{1}{2} x_4 \right) + t_5 \left( 1 + \frac{1}{2} x_5 \right) \right] \int r^2 \rho_n(\mathbf{r}) \rho_p(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right\} / \frac{\hbar^2}{2m} A \langle r^2 \rangle. \quad (10) \end{aligned}$$

而  $m_3^{0(0)}$  则可利用 scaling 变换. 单粒子波函数的 scaling 变换为

$$\begin{aligned} \varphi_{i_n}(\mathbf{r}, \alpha) &= e^{-\frac{3\alpha}{2}} \varphi_{i_n}(e^{-\alpha} \mathbf{r}) \quad \alpha = -\frac{2\hbar^2}{m} \eta, \\ \varphi_{i_p}(\mathbf{r}, \alpha) &= e^{\frac{3\alpha}{2}} \varphi_{i_p}(e^{\alpha} \mathbf{r}). \quad (11) \end{aligned}$$

利用(9)和(11)式可得到  $m_3^{0(0)}$ , 从而利用(5)式计算 GMR 的平均激发能量. 计算中用到的核子密度  $\rho_n(\mathbf{r})$ ,  $\rho_p(\mathbf{r})$  则用有限温度自洽半经典方法计算. 计算结果见图 2. 所

用扩展 Skyrme 力参数为 SKM.

2. GDR 的激发算子一般取为

$$\hat{F}_1 = \sum_{i=1}^A r_i Y_{10}(\Omega_i),$$

$m_1^1$  和  $K$  分别为

$$m_1^1 = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{3}{4\pi} A(1+K),$$

$$K = \left\{ \left[ t_1 \left( 1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left( 1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \int \rho_n(\mathbf{r}) \rho_p(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right. \\ \left. + \left[ t_4 \left( 1 + \frac{1}{2} x_4 \right) + t_5 \left( 1 + \frac{1}{2} x_5 \right) \right] \right. \\ \left. \cdot \int \rho(\mathbf{r}) \rho_n(\mathbf{r}) \rho_p(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right\} / \frac{\hbar^2}{2m} A. \quad (12)$$

单粒子波函数的 scaling 变换为

$$\varphi_{i_n}(\mathbf{r}, \alpha) = \varphi_{i_n} \left( \mathbf{r} + \frac{\alpha}{2} \mathbf{e}_z \right), \quad \varphi_{i_p}(\mathbf{r}, \alpha) = \varphi_{i_p} \left( \mathbf{r} - \frac{\alpha}{2} \mathbf{e}_z \right) \\ \alpha = -\frac{2\hbar^2}{m}. \quad (13)$$

利用(13)式和(9)式可以得到  $m_3^{(0)}$ , 从而利用(5)式计算 GDR 的平均激发能量. 计算结

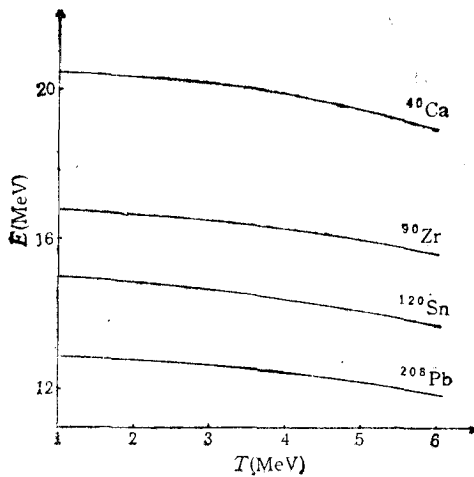


图3 GDR 的平均激发能量  $E$  随温度  $T$  的变化

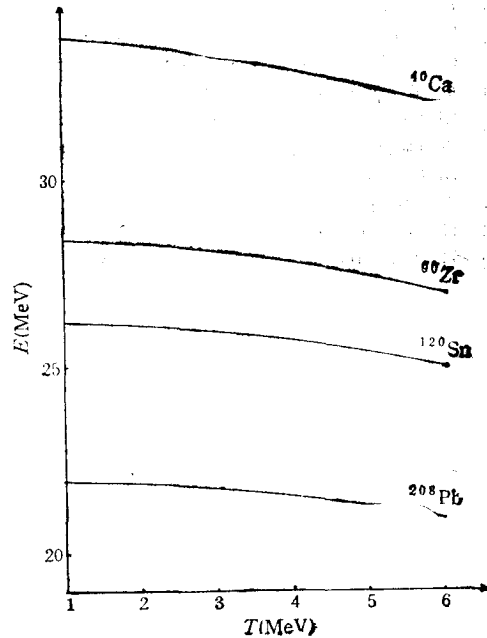


图4 GQR 的平均激发能量  $E$  随温度  $T$  的变化

果示于图 3。

3. GQR 的激发算子取为

$$\hat{F}_2 = \sum_{i=1}^A r_i^2 Y_{20}(Q_i).$$

GQR 具有和 GMR 相同的加强因子  $K$ 。而  $m_i^2$  为

$$m_i^2 = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{10}{4\pi} A \langle r^2 \rangle (1 + K). \quad (14)$$

单粒子波函数的 scaling 变换为

$$\begin{aligned} \varphi_{in}(\mathbf{r}, \alpha) &= \varphi_{in}(e^{-\alpha}x, e^{-\alpha}y, e^{2\alpha}z), \\ \varphi_{ip}(\mathbf{r}, \alpha) &= \varphi_{ip}(e^{\alpha}x, e^{\alpha}y, e^{-2\alpha}z) \quad \alpha = -\frac{2\hbar^2}{m} \eta. \end{aligned} \quad (15)$$

利用(9)和(15)式可以得到  $m_3^{(0)}$ ，从而利用(5)式计算 GQR 的平均激发能量。计算结果见图 4。

从图 2 至图 4 可以看到，随温度升高，isovector 巨共振的平均激发能量有所下降。说明随温度升高，强度分布向低能方向移动，这和实验上对 GDR 的研究结果相一致。同时也看到，越是小的核（如  $^{40}\text{Ca}$ ），激发能量随温度的变化越明显。这是由于轻核的表面占有比较重要的地位，而温度对核子密度分布的影响主要在表面附近。

本文部分工作是作者在南京大学期间完成的。感谢徐躬耦教授对此工作的关心和指导。

- [1] G. E. Goeke and J. Speth, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **32** (1982), 65.
- [2] N. Auerbach and A. Klein, *Nucl. Phys.*, **A395** (1983), 77.
- [3] S. Stringari *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A309** (1978), 189.
- [4] O. Bohigas *et al.*, *Phys. Rep.*, **51** (1979), 267.
- [5] M. Brack *et al.*, *Phys. Rep.*, **123** (1985), 275.
- [6] Li Guoqiang and Xu Gongou, *J. Phys.*, **G14** (1988), 1387.
- [7] 李国强、徐躬耦, 高能物理与核物理, **13**(1989), 544.
- [8] Li Guoqiang and Xu Gongou, *J. Phys.*, **G15** (1989), 79.
- [9] 李国强、徐躬耦, 物理学报, **38**(1989), 1413.
- [10] H. Lejeune *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A453** (1986), 189.
- [11] M. Barranco *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A444** (1985), 445.

## ISOVECTOR GIANT RESONANCES ON HOT NUCLEI

LI GUO-QIANG

*Department of Physics, Hangzhou University, Hangzhou, 310028*

(Received 14 March 1989)

### ABSTRACT

The self-consistent semi-classical sum rule approach is utilized to study the properties of isovector giant resonances on hot nuclei. The temperature effect on the average excitation energies of isovector GMR, GDR and GQR are evaluated with extended Skyrme forces.

**PACC:** 2110; 2130; 2160J; 2430