

# 用有限温度自洽半经典方法研究 热核上巨共振的性质\*

李 国 强

南京大学物理系

徐 躬 耦

南京大学物理系; 兰州大学现代物理系

1988 年 11 月 14 日收到

对于温度为几个 MeV 的情形,我们直接将自洽半经典方法由零温度推广到有限温度. 利用此方法确定了一定温度下热核的核子密度  $\rho_0$  和  $\rho_0$ . 在此基础上用 sum rule 方法研究了建立于热核上巨共振的性质,特别分析了它们的 centroid 的温度移动. 部分结果同 HF, RPA 计算及实验事实作了比较.

## 一、引 言

随着重离子碰撞实验的发展,已能在实验室产生具有一定寿命的处于激发态的核(一般称之为热核). 碰撞过程中,入射核的部分能量转化成为剩余核的内禀激发能量  $E^*$ ,通过能级密度公式,激发能量  $E^*$  可以和内禀温度  $T$  相联系. 因而描述热核的性质实际上涉及一个有限温度问题. 目前关于热核性质的研究已成为一个颇引人注意的核物理问题,特别是对于建立于热核上的巨共振的性质,已有了一定的实验积累<sup>[1,2]</sup>.

对于建立于球形核基态上的巨共振,一般都用自洽的 HF 和 RPA 方法研究<sup>[3,4]</sup>. 因而可以想象,对于热核上的巨共振,可以用有限温度的自洽 HF 和 RPA 方法研究. 已经有作者作过有限温度的 HF 计算<sup>[5,6]</sup>. 由于随温度的升高,需要计入计算的能级数指数上升,因而有限温度 HF 计算涉及大量的数值计算. 以 HF 为基础的 RPA 计算当然更为复杂. 因而在实际的应用中,有限温度自洽 HF 和 RPA 并不十分方便.

另一方面,已经知道下列两个事实: 1) 以核子密度  $\rho_0$  为研究对象的自洽半经典方法所遇到的数值计算方面的困难,比以核子波函数  $\varphi_0$  为对象的 HF 方法要少得多,而且很容易被推广到热核和形变核<sup>[7]</sup>. 零温度下的自洽半经典计算表明,它能很好地再现原子核的总体行为和集体性质(如巨共振性质)<sup>[8,9]</sup>. 半经典方法的主要缺陷是不能将壳效应包含在内. 2) 已有的有限温度 HF 计算表明,随着温度的升高,壳效应对原子核性质的影响将逐步减弱. 一般地说,当  $T \geq 2$  MeV 时,壳效应已基本上可以忽略不计. 综合这

\* 国家自然科学基金资助的课题.

两个事实,显然可得出这样的结论:用有限温度的自洽半经典 (FTSCSC) 方法代替有限温度的 HF 方法既是合理的也是可行的.这也正是我们进行这一工作的目的所在.本文中将有有限温度的自洽半经典计算及 sum rule 方法研究建立于热核上的巨共振的性质.

已有作者对有限温度半经典方法作过一些研究.一类是非自洽的,即假定平均场为已知的温度无关的定域势,一般取谐振子势<sup>[10]</sup>或 Woods-Saxon 势<sup>[11]</sup>.这样的计算只适用于温度比较低的情况.另一类计算则考虑了热核的亚稳性,认为热核处于蒸发核子气的包围之中,因而涉及液-气两相共存与转化的问题,其计算也是比较复杂的<sup>[12,13]</sup>.在本工作中采取的方法是,认为热核是稳定的,即不考虑气相的影响,而对于平均场则采取自洽的方法,通过变分计算同时确定核子密度和平均场(两者是互相影响的).一般地说,温度不是很高时,热核是有比较长的寿命的,把它看作稳定核也是合理的<sup>[14]</sup>.本工作中认为  $T \leq 6 \text{ MeV}$ .

## 二、FTSCSC 方法与热核的静态性质

我们仍以扩展 Skyrme 力作为核子-核子相互作用,并认为其参数是温度无关的.扩展 Skyrme 力的具体形式见文献 [7,15].

从扩展 Skyrme 力出发,可以得到核系统的能量密度如下:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(\mathbf{r}) = & \frac{\hbar^2}{2m} (s_n \tau_n + s_p \tau_p) + (g_4 + g_5 \rho^a)(\rho_n^2 + \rho_p^2) \\ & + (g_6 + g_7 \rho^a) \rho_n \rho_p + (g_8 + g_9 \rho)(\rho_n \Delta \rho_n + \rho_p \Delta \rho_p) \\ & + (g_{10} + g_{11} \rho)(\rho_n \Delta \rho_p + \rho_p \Delta \rho_n) + g_{12} \rho ((\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2) \\ & + \frac{1}{2} \omega_0 (\mathbf{J} \cdot \nabla \rho + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n + \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p), \end{aligned} \quad (1)$$

式中核子有效质量  $s_q$  定义为

$$s_q = \frac{2m}{\hbar^2} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \tau_q} = 1 + \frac{2m}{\hbar^2} [(g_0 + g_1 \rho) \rho_1 + (g_2 + g_3 \rho) \rho_{-q}]. \quad (2)$$

用指标  $q$  区分中子和质子.

(1) 和 (2) 式中的系数  $g_0 - g_{12}$  是扩展 Skyrme 力  $x_0 - x_5$ ,  $t_0 - t_5$  的组合.

在有限温度情况下,变分对象是自由能密度  $\mathcal{F} = \mathcal{H} - T\mathcal{S}$ .为此,要将能量密度及熵密度表示为核子密度的泛函.

粒子密度、动能密度及熵密度同有限温度的 Bloch 密度有下列关系:

$$\rho_q(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathcal{L}_{\beta_q \rightarrow \beta_q}^{-1} \left[ \frac{1}{\beta_q} B_T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \beta_q) \right],$$

$$\rho_q(\mathbf{r}) = \rho_q(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}}, \quad (3a)$$

$$\tau_q(\mathbf{r}) = \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'} \rho_q(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}}, \quad (3b)$$

$$\mathcal{S}_q(\mathbf{r}) = \frac{\partial}{\partial T} \mathcal{L}_{\beta_q \rightarrow \beta_q}^{-1} \left[ \frac{1}{\beta_q} B_T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \beta_q) \right] \Big|_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}}. \quad (3c)$$

而有限温度 Bloch 密度  $B_T$  和零温度 Bloch 密度  $B_0$  有下列关系:

$$B_T(\mathbf{r}, \mathbf{r}; \beta_q) = B_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \beta_q) f_\beta(T) = B_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}; \beta_q) \frac{\pi T \beta_q}{\sin(\pi T \beta_q)}. \quad (4)$$

利用这些关系,可以得到核子密度  $\rho_q$ , 动能密度  $\tau_q$  及熵密度  $\mathcal{S}_q$  的半经典展开(保留到  $\hbar$  的平方项). 在其次消去平均场及梯度项,可以得到  $\tau_q, \mathbf{J}_q$  和  $\mathcal{S}_q$  的泛函形式

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m_q^*} \tau_q[\rho_{q,q'}] &= A_q T I_{1/2}(y_q) + \frac{\hbar^2}{48m} \left[ (9b_q - 5a_q - 6a_q^2) \right. \\ &\quad \cdot s_q \frac{(\nabla \rho_q)^2}{\rho_q} + \frac{1}{4} (81b_q - 45a_q - 54a_q^2 - 14) \rho_q \frac{(\nabla s_q)^2}{s_q} \left. \right] \\ &\quad + \frac{w_0^2}{8} \frac{2m}{\hbar^2} (2\nabla \rho_q + \nabla \rho_{-q})^2 \rho_q / s_q, \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_q[\rho_{q,q'}] &= \frac{5}{3} A_q I_{3/2}(y_q) - y_q \rho_q - \frac{\hbar^2}{16mT} (a_q + 2a_q^2 - 3b_q) \\ &\quad \cdot \left[ s_q \frac{(\nabla \rho_q)^2}{\rho_q} + \frac{9}{4} \rho_q \frac{(\nabla s_q)^2}{s_q} + 3\nabla \rho_q \cdot \nabla s_q \right], \end{aligned} \quad (5b)$$

$$\mathbf{J}_q[\rho_{q,q'}] = -\frac{w_0}{2} \frac{2m}{\hbar^2} (2\nabla \rho_q + \nabla \rho_{-q}) s_q / \rho_q. \quad (5c)$$

这样不难得到自由能密度泛函  $\mathcal{F}[\rho_{q,q'}]$  如下:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}[\rho_{q,q'}] &= T(y_n \rho_n + y_p \rho_p) - \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2mT}{\hbar^2} \right) T(I_{3/2}(y_n) / s_n^{3/2}) \\ &\quad + I_{3/2}(y_p) / s_p^{3/2} + \frac{\hbar^2}{48m} \left[ 4a_n s_n \frac{(\nabla \rho_n)^2}{\rho_n} \right. \\ &\quad + (9a_n + 7) \rho_n \frac{(\nabla s_n)^2}{s_n} + 4(3a_n + 5) \nabla \rho_n \cdot \nabla s_n \\ &\quad + 4a_p s_p \frac{(\nabla \rho_p)^2}{\rho_p} + (9a_p + 7) \rho_p \frac{(\nabla s_p)^2}{s_p} + 4(3a_p + 5) \nabla \rho_p \cdot \nabla s_p \left. \right] \\ &\quad + (g_4 + g_5 \rho^a)(\rho_n^2 + \rho_p^2) + (g_6 + g_7 \rho^a) \rho_n \rho_p \\ &\quad + (g_8 + g_9 \rho)(\rho_n \Delta \rho_n + \rho_p \Delta \rho_p) + (g_{10} + g_{11} \rho)(\rho_n \Delta \rho_p + \rho_p \Delta \rho_n) \\ &\quad + g_{12} \rho ((\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2) - \frac{w_0^2}{8} \frac{2m}{\hbar^2} [(2\nabla \rho_n + \nabla \rho_p) \rho_n / s_n \\ &\quad + (2\nabla \rho_p + \nabla \rho_n) \rho_p / s_p], \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $a_q$  和  $b_q$  是由所谓的 Fermi-Dirac 积分  $I_\nu(y_q)$  组成的实数

$$a_q = I_{1/2}(y_q) I_{-3/2}(y_q) / I_{-1/2}^2(y_q),$$

$$b_q = I_{1/2}^2(y_q) I_{-5/2}(y_q) / I_{-1/2}^2(y_q).$$

$I_\nu(y_q)$  定义为

$$I_\nu(y_q) = \int_0^\infty \frac{x^\nu}{1 + \exp(x - y_q)} dx \quad \nu > -1;$$

$$I_{\nu-1}(y_q) = \frac{1}{\nu} \frac{d}{dy} I_\nu(y_q) \quad \nu < -1.$$

而  $y_q$  则由下列条件确定:

$$\rho_q(r) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_q^*}{T} \right)^{3/2} I_{1/2}(y_q).$$

具体计算中用到的  $I_{3/2}$ ,  $I_{1/2}$  和  $I_{-1/2}$  可直接由高斯积分得到。对  $I_{-3/2}$  和  $I_{-5/2}$  则采用级数展开来近似。

考虑到粒子给定这一条件, Lagrangian 泛函为

$$\mathcal{L}[\rho_n, \rho_p] = \int \{ \mathcal{F}[\rho_{q,q'}] - \mu_n \rho_n - \mu_p \rho_p \} dr, \quad (7)$$

$\mu_n$  和  $\mu_p$  是与下列约束条件相联系的不定乘子:

$$N = \int \rho_n dr, \quad Z = \int \rho_p dr. \quad (8)$$

从 (7) 式的定态条件

$$\delta \mathcal{L}[\rho_n, \rho_p] = 0 \quad (9)$$

可以确定一定温度下热核的核子密度  $\rho_n$  和  $\rho_p$ 。

为了简化数值计算, 有必要引入参数化的核子密度 (相当于在截断的变分空间求解 (9) 式)。考虑到温度对核子密度的影响主要在核表面附近, 取下列四参量 Fermi 函数作为试探核子密度:

$$\rho_q = \frac{\rho_{0q}}{1 + \exp[(r - R_q)/c_q]d_q}. \quad (10)$$

于是 (9) 式转化为

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho_{0q}} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial R_q} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial c_q} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial d_q} = 0. \quad (11)$$

解由 (11) 及 (14) 式组成的方程组可以确定变分参数。确定了变分参数后, 可以讨论热核的静态性质。图 1 和图 2 分别给出  $T = 2 \text{ MeV}$  和  $6 \text{ MeV}$  时,  $^{208}\text{Pb}$  的中子密度  $\rho_n(r)$ , 并同有限温度 HF 计算的结果作了比较。

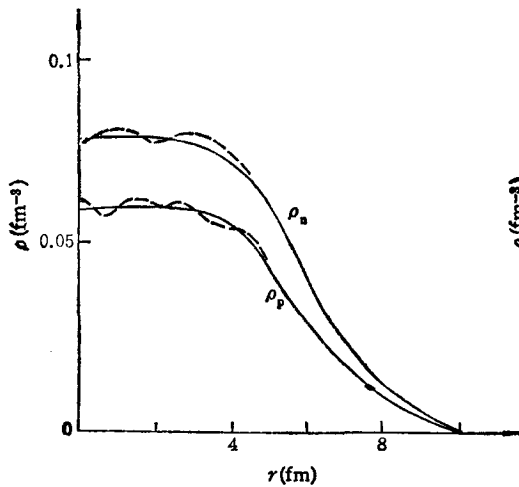


图 1  $^{208}\text{Pb}$  的核子密度分布 实线为 FTSCSC; 虚线为 FTHF,  $T = 2 \text{ MeV}$ ; SH

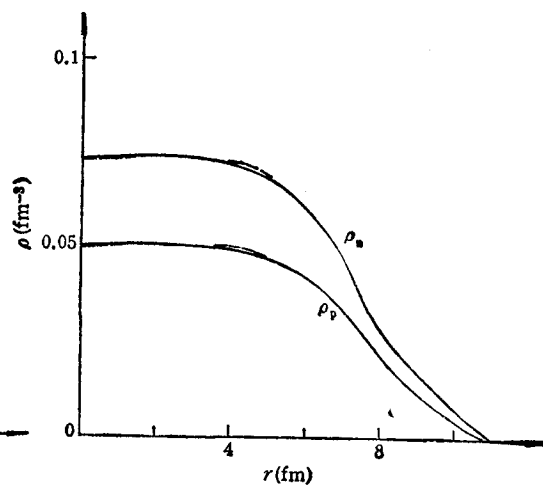


图 2 图注同图 1, 但  $T = 6 \text{ MeV}$

用核子质量度量的核子有效质量为

$$m_q^*/m = \left\{ 1 + \frac{2m}{\hbar^2} [(g_0 + g_1\rho) \rho_q + (g_2 + g_3\rho) \rho_{-q}] \right\}^{-1}. \quad (12)$$

图 3 给出  $T = 2, 4, 6$  MeV 时,  $^{120}\text{Sn}$  的质子有效质量. 还计算了质子、中子和电荷均方根半径  $r_p, r_n$  和  $r_c$ ,

$$r_q = \left\{ \int r^2 \rho_q dr / \int r^2 \rho_q dr \right\}^{-1} \quad (13)$$

$q = n, p, c,$

式中电荷分布  $\rho_c(\mathbf{r})$  为质子空间分布  $\rho_p(\mathbf{r})$  和质子内禀电荷分布  $f_p(\mathbf{r})$  的卷积,

$$\rho_c(\mathbf{r}) = \int f_p(\mathbf{r} - \mathbf{s}) \rho_p(\mathbf{s}) d\mathbf{s}. \quad (14)$$

一般取  $f_p$  为温度无关的 Gaussian 分布,

$$f_p(\mathbf{r}) = \frac{1}{(a_p \sqrt{\pi})^3} \exp(-r^2/a_p^2) \quad (15)$$

$a_p = 0.65 \text{ fm}.$

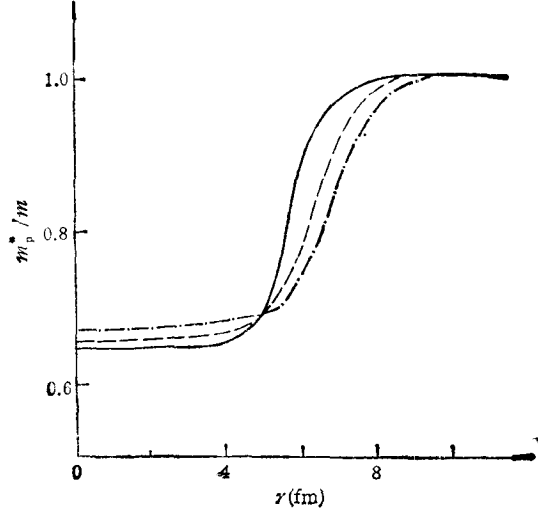


图 3  $^{120}\text{Sn}$  的质子有效质量 实线为  $T = 2\text{MeV}$ ; 虚线为  $T = 4\text{MeV}$ ; 点划线为  $T = 6\text{MeV}$ ; SKM

表 1 中比较了本工作的结果, 并和有限温度 HF 计算的结果作了比较.

表 1 均方根半径的比较 (SKM,  $^{208}\text{Pb}$ )

$T$ (MeV)	$r_n(\text{fm})$		$r_p(\text{fm})$		$r_c(\text{fm})$	
	FTHF	FTSCSC	FTHF	FTSCSC	FTHF	FTSCSC
1	5.63	5.613	5.45	5.471	—	5.521
2	5.66	5.697	5.49	5.503	—	5.560
3	5.72	5.738	5.54	5.532	—	5.584
4	5.78	5.763	5.61	5.589	—	5.651
5	5.88	5.861	5.71	5.721	—	5.793
6	6.01	5.977	5.85	5.860	—	5.953

### 三、有限温度 sum rule 方法与巨共振性质

在零温度下, 人们常用 sum rule 方法研究巨共振的平均性质, 如平均激发能量和宽度<sup>[16]</sup>. 强度函数的 RPA 矩可以通过 sum rules 和一定对易 (反对易子) 的基态期待值相联系, 或近似地表示为由自洽半经典方法确定的状态的平均值, 如文献 [8, 9] 中所做的. 文献 [17] 中已经证明, sum rule 方法可直接推广到有限温度而保持形式不变, 即在有限温度下仍有

$$m_i^* = \frac{1}{2} \langle 0 | [Q_i, [H, Q_i]] | 0 \rangle, \quad (16a)$$

$$m_1^1 = \frac{1}{2} \langle 0 | [[F_1, H], [H, [H, F_1]]] | 0 \rangle. \quad (16b)$$

$F_1$  是由所考虑的巨共振确定的算符, 对于同位旋标量 GMR 和 GQR,  $F_1$  分别为

$$F_0 = \sum_{i=1}^A r_i^2 \quad \text{GMR},$$

$$F_2 = \sum_{i=1}^A r_i^2 Y_{2\mu}(Q_i) \quad \text{GQR}.$$

仍用(1)式的扩展 Skyrme 力作为核子-核子相互作用, 则可得到

$$m_1^1 = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{A}{4\pi} \left\langle \left( \frac{df_1}{dr} \right)^2 + \lambda(\lambda+1) \left( \frac{f_1}{r} \right)^2 \right\rangle, \quad (17)$$

$$m_3^0 = \frac{1}{2} \left( \frac{2\hbar^2}{m} \right)^2 \int \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} (\tau_n + \tau_p) + 6\rho [g_1(\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) \right. \\ \left. + g_2(\rho_n \tau_p + \rho_p \tau_n) + g_3(\rho_n \Delta \rho_n + \rho_p \Delta \rho_p) + g_{11}(\rho_n \Delta \rho_p + \rho_p \Delta \rho_n)] \right. \\ \left. + 3\alpha(\alpha-1) [g_5(\rho_n^2 + \rho_p^2) + g_7 \rho_n \rho_p] + 20(g_0 + g_1 \rho)(\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) \right. \\ \left. + 20(g_2 + g_3 \rho)(\rho_n \tau_p + \rho_p \tau_n) + 6(g_4 + g_5 \rho^2)(\rho_n^2 + \rho_p^2) \right. \\ \left. + 6(g_6 + g_7 \rho^2) \rho_n \rho_p + 2(g_8 + g_9 \rho)(\rho_n \Delta \rho_n + \rho_p \Delta \rho_p) \right. \\ \left. + 2(g_{10} + g_{11} \rho)(\rho_n \Delta \rho_p + \rho_p \Delta \rho_n) + 56g_{12} \rho ((\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2) \right. \\ \left. + 10w_0(\mathbf{J} \cdot \nabla \rho + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n + \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p) \right\} dr, \quad (18)$$

$$m_3^2 = 4 \left( \frac{2\hbar^2}{m} \right)^2 \int \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} (\tau_n + \tau_p) + (g_0 + g_1 \rho)(\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) \right. \\ \left. + (g_2 + g_3 \rho)(\rho_n \tau_p + \rho_p \tau_n) + (g_8 + g_9 \rho)(\rho_n \Delta \rho_n + \rho_p \Delta \rho_p) \right. \\ \left. + (g_{10} + g_{11} \rho)(\rho_n \Delta \rho_p + \rho_p \Delta \rho_n) + g_{12} \rho ((\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2) \right. \\ \left. + \frac{1}{8} w_0(\mathbf{J} \cdot \nabla \rho + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n + \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p) \right\} dr. \quad (19)$$

而巨共振的平均激发能量为

$$E_1 = \sqrt{m_3^2 / m_1^1}. \quad (20)$$

利用由第二节确定的核子密度  $\rho_n$  和  $\rho_p$  及(17)–(20)式, 可以计算一定温度下巨共振的平均激发能量。我们考虑了三个球形核  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{120}\text{Sn}$  和  $^{208}\text{Pb}$  在  $T = 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0$  和  $6.0$  MeV 情况下的巨共振性质, 并用了 SIII 和 SKM 两套 Skyrme 力参数。计算结果在表 2—表 4 中给出。

分析表 2—表 4 的结果, 不难得出下列结论: (1) 随温度的升高, 巨共振的平均激发能量有所下降, 也就是说, 强度分布向低能端移动, 但这种变化并不明显, 尤其是在重核中。一般地, 当  $T$  由 1 MeV 增加到 6 MeV, GMR 的能量变化  $\Delta E = E(T = 1\text{MeV}) - E(T = 6\text{MeV})$  为 3.0—4.0 MeV, 而 GQR 的能量变化为 1.0—2.0 MeV。实验上研究得比较多的是同位旋矢量的 GDR。实验发现, 随温度升高, 强度分布将明显展宽, 并向低能方向移动, 但移动幅度不大。这说明温度对巨共振的影响主要在于宽度而不是平均激发能量, 强度分布在发生展宽时基本上保持其中心不变。这一事实和目前的计算结果定性一致。(2) 平均激发能量的温度效应的强弱同核子数  $A$  成反比。分析 SKM 对 GMR 的

表 2  $^{40}\text{Ca}$  上巨共振的平均激发能量

$T$ (MeV)	$E(\text{MeV})$			
	GMR		GQR	
	SIII	SKM	SIII	SKM
1	27.6	21.7	18.1	17.4
2	27.2	21.4	17.9	17.3
3	25.6	19.8	17.6	17.1
4	24.8	19.1	16.9	16.6
5	23.7	18.1	16.1	15.8
6	22.5	16.8	15.3	14.9

表 3  $^{120}\text{Sn}$  上巨共振的平均激发能量

$T$ (MeV)	$E(\text{MeV})$			
	GMR		GQR	
	SIII	SKM	SIII	SKM
1	20.8	16.3	13.5	12.8
2	20.5	16.1	13.4	12.7
3	20.1	15.5	13.2	12.6
4	19.3	14.8	12.8	12.4
5	18.4	14.0	12.4	12.0
6	17.4	13.1	11.9	11.4

表 4  $^{208}\text{Pb}$  上巨共振的平均激发能量

$T$ (MeV)	$E(\text{MeV})$			
	GMR		GQR	
	SIII	SKM	SIII	SKM
1	17.6	13.5	11.3	10.7
2	17.4	13.3	11.2	10.8
3	17.0	12.9	11.0	10.7
4	16.3	12.3	10.7	10.5
5	15.6	11.6	10.3	10.2
6	14.7	10.8	9.9	9.8

计算结果, 发现当  $T$  由 1 MeV 增加到 6 MeV 时,  $\Delta E$  分别为 4.9 MeV ( $^{40}\text{Ca}$ ), 3.2 MeV ( $^{120}\text{Sn}$ ) 和 2.7 MeV ( $^{208}\text{Pb}$ )。从物理上讲, 温度的升高主要影响的是核表面性质, 而核越小对这种影响越敏感, 从而相应的平均激发能量的温度效应也越明显。(3) 就 GQR 和 GMR 而言, 同零温度的计算相类似, GMR 对 Skyrme 力参数的选择尤为明显。SIII 给出的 GMR 平均激发能量要比 SKM 给出的高几个 MeV。而且 SIII 所给出的温度效应似乎更明显一些。另一方面, SIII 和 SKM 给出的 GQR 能量差别不大。GMR 和 GQR 的温度效应也有明显的差别。原因在于 GMR 是体积模式, 既同表面性质也同核内部性质有关, 而 GQR 主要是同表面性质有关, 因此温度对 GMR 的影响要比对 GQR 的影响大。

在本文的准备过程中,我们注意到了 Sur aud 等人的文章 (Nucl. Phys., (1988)). 他们计入了气相的影响,详细分析了 subtraction 方法对巨共振性质的改进. 比较我们目前的工作和 Suraud 等人的工作,不难得到如下结论: (1) 如果一开始就不考虑气相的影响,并用参数化的试探密度,那么在温度不很高时,有可能得到和复杂的两相计算相一致的结果(注意到我们所用的是 SIII 和 SKM,而他们用的是 SKM\*, 结果中的差别主要来自 Skyrme 力参数). (2) 如果一开始就考虑气-液两相. 那么 Subtraction 方法是必不可少的,否则气相的贡献将导致平均激发能量随  $T$  的增大迅速下降,和已有的一些实验事实明显不符.

#### 四、小 结

本文中自洽半经典计算由零温度推广到有限温度. 在忽略气相影响的情况下,确定了一定温度下热核核子密度  $\rho_n(\mathbf{r})$  和  $\rho_p(\mathbf{r})$ . 利用这样确定的密度及有限温度 Sum rule 方法(其形式和零温度相同),研究了热核上的 isoscalar GMR 和 GQR 的性质,主要是计算了它们的平均激发能量和温度  $T$  的关系. 结果表明,巨共振的平均激发能量和温度  $T$  有较弱的依赖关系. 随温度升高,平均激发能量变小,和已有的关于 GDR 的实验事实相一致. 另外还看到, GMR 对温度的依赖较 GQR 对温度的依赖更明显些.

尽管我们没有考虑气相的影响,但无论是静态性质(如均方根半径)还是巨共振性质,在温度不很高时(一般  $T \leq 4\text{MeV}$ ),我们的结果和有限温度 HF 计算及两相半经典计算的结果还是一致的. 当然对于较高的温度(一般地说,  $T > 6\text{MeV}$ ),很有必要考虑气相的影响.

得到了核子密度  $\rho_n(\mathbf{r})$ ,  $\rho_p(\mathbf{r})$  后,还可以计算别的物理量. 如核-核光学势的温度依赖性,热核物质的状态方程,比热,不可压缩系数等. 目前,这些研究正在进行中.

- [1] J. E. Draper *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 49(1982), 434.
- [2] K. A. Snover, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 36(1986), 545.
- [3] G. E. Goeke *et al.*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 32(1982), 65.
- [4] P. F. Bortignon *et al.*, *Nucl. Phys.*, A371(1981), 405.
- [5] P. Bonche *et al.*, *Nucl. Phys.*, A427(1984), 278.
- [6] P. Bonche *et al.*, *Nucl. Phys.*, A436(1985), 265.
- [7] Li Guo-qiang and Xu Gong-ou, accepted by *J. Phys. G*.
- [8] Li Guo-qiang and Xu Gong-ou, accepted by *Commun Theor Phys*.
- [9] Li Guo-qiang and Xu Gong-ou, accepted by *J. Phys. G*.
- [10] X. Vinas *et al.*, *Nucl. Phys.*, A464(1986), 326.
- [11] Li Guo-qiang and Xu Gong-ou, accepted by *Commun. Theor. Phys.*
- [12] M. Brack *et al.*, *Phys. Rep.*, 123(1985), 275.
- [13] M. Brack, *J de Phys.*, C6(1984), 15.
- [14] M. Brack *et al.*, *Phys. Lett.*, 52B(1974), 159.
- [15] Ge Ling-xian *et al.*, *Nucl. Phys.*, A459(1986), 77.
- [16] O. Bohigas *et al.*, *Phys. Rep.*, 51C(1979), 267.
- [17] M. Barranco *et al.*, *Nucl. Phys.*, A444(1985), 445.



THE PROPERTIES OF GIANT RESONANCES ON HOT NUCLEI STUDIED BY FINITE TEMPERATURE SELFCONSISTENT SEMICLASSICAL APPROACH

LI GUO-QIANG

*Department of Physics, Nanjing University*

XU GONG-OU

*Department of Physics, Nanjing University*

*Department of Modern Physics, Lanzhou University*

(Received 14 November 1988)

ABSTRACT

The selfconsistent semiclassical approach is extended from the case of zero temperature to finite temperature to determine the nucleon densities of hot nuclei. The properties of giant resonances on hot nuclei, especially the temperature dependence of the centroids, are evaluated and analysed with help of the densities above determined. Some of the present results are compared with those of HF and RPA.