

扩展 Skyrme 力的自洽半经典计算与 原子核静态及 Isoscalar 巨共振性质*

李国强 徐射耦

(南京大学) (南京大学, 兰州大学)

摘 要

从扩展 Skyrme 力的 HF 能量密度 $\mathcal{E}(\vec{r})$ 出发, 利用半经典近似下动能密度泛函 $\tau_q[\rho_n, \rho_p]$ 及自旋-轨道密度泛函 $\tilde{J}_q[\rho_n, \rho_p]$, 得到了核系统的能量密度泛函 $\mathcal{E}[\rho_n, \rho_p]$. 在给定核子数条件下对此泛函作变分计算使我们确定了核的基态密度分布, 由此研究了原子核的静态及 isoscalar 巨共振性质. 所有结果同实验及 HF (RPA) 计算结果很好一致.

一、引 言

由于等效唯象核力的应用, 特别是 Skyrme 型相互作用的提出和发展^[1], 近十几年来, 微观的 HF 和 RPA 计算取得了很大的成功^[2], 例如关于建立在球形核基态上的巨共振性质的微观研究几乎都是在 HF + RPA 框架下进行的^[3]. 但 Skyrme-HF 势所具有的非定域性及基底的选取使得具体的计算仍比较复杂, 特别是将 HF 和 RPA 用于讨论形变核和热核的性质时, 情况变得更为微妙和更加难以处理.

另一方面, Hoheberg 和 Kohn 早在 1964 年就指出^[4], 存在唯一的泛函形式, 使得我们将动能密度 $\tau_q(r)$ 及自旋轨道密度 $\tilde{J}_q(\vec{r})$ 表示为定域核子密度 $\rho_q(\vec{r})$ 的泛函, 从而将能量密度 $\mathcal{E}(\vec{r})$ 也表示为 $\rho_q(\vec{r})$ 的泛函. 当然, 精确地寻求这样的泛函形式几乎是不可能的, 但我们总可借助于一定的近似来寻求尽可能接近精确的泛函形式. 就这一点而言, 半经典方法不失为一条可行的途径.

本文的安排如下: 第二节为理论方法和计算公式, 主要推导了 $\mathcal{E}[\rho_n, \rho_p]$ 并对它作了变分计算. 同时给出了 isoscalar 巨共振 centroid 能量的计算公式; 第三节为计算结果、比较及讨论; 最后一节为一简短的小结.

二、理论方法及计算公式

1. 扩展 skyrme 力及 HF 能量密度

扩展 skyrme 力将通常 skyrme 力、推广 skyrme 力及修正 skyrme 力统一在一个

* 国家自然科学基金资助项目. 本文 1988 年 1 月 18 日收到.

形式中:

$$\begin{aligned}
 V &= \sum_{i < j} V_{ij}, \\
 V_{ij} &= t_0(1 + x_0\rho_\sigma)\delta(\vec{r}) + \frac{1}{6}t_3(1 + x_3\rho_\sigma)[\rho(\vec{R})]^{\alpha}\delta(\vec{r}) \\
 &\quad + \frac{1}{2}t_1(1 + x_1\rho_\sigma)[\delta(\vec{r})\vec{k}^2 + \vec{k}'^2\delta(\vec{r})] \\
 &\quad + \frac{1}{2}t_4(1 + x_4\rho_\sigma)[\delta(\vec{r})\rho(\vec{R})\vec{k}^2 + \vec{k}'^2\rho(\vec{R})\delta(\vec{r})] \\
 &\quad + t_2(1 + x_2\rho_\sigma)\vec{k}' \cdot \delta(\vec{r})\vec{k} + t_5(1 + x_5\rho_\sigma)\vec{k}' \cdot \rho(\vec{R})\delta(\vec{r})\vec{k} \\
 &\quad + i\omega_0(\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j)\vec{k}' \times \delta(\vec{r})\vec{k}. \tag{2.1}
 \end{aligned}$$

其中: $\vec{k} = \frac{1}{2}(\vec{r}_i + \vec{r}_j)$, $\vec{r} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ 分别为质心坐标及相对坐标, $\rho_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j)$ 为自旋交换算子. 相对动量算子分别为:

$$\vec{k} = \frac{1}{2i}(\nabla_i - \nabla_j), \text{ 向右作用}$$

$$\vec{k}' = -\frac{1}{2i}(\nabla_i - \nabla_j), \text{ 向左作用}$$

文献[5]中给出了目前常用的十三套扩展 skyrme 力参数.

用类似于文献[6]的方法,我们可以得到扩展 skyrme 力-HF 能量密度公式:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H}(\vec{r}) &= \frac{\hbar^2}{2m}(S_n\tau_n + S_p\tau_p) + (g_4 + g_5\rho)(\rho_n^2 + \rho_p^2) \\
 &\quad + (g_6 + g_7\rho)\rho_n\rho_p + (g_8 + g_9\rho)(\rho_n\Delta\rho_n + \rho_p\Delta\rho_p) \\
 &\quad + (g_{10} + g_{11}\rho)(\rho_n\Delta\rho_p + \rho_p\Delta\rho_n) + g_{12}\rho((\nabla\rho_n)^2 + (\nabla\rho_p)^2) \\
 &\quad + \frac{1}{2}W_0(\vec{J} \cdot \nabla\rho + \vec{J}_n \cdot \nabla\rho_n + \vec{J}_p \cdot \nabla\rho_p) + \frac{1}{2}V_c\rho_p, \tag{2.2}
 \end{aligned}$$

其中的 S_q 定义为核子质量 m_q 和其有效质量 m_q^* 之比:

$$S_q = m_q/m_q^* = 1 + 2m/\hbar^2[(g_0 + g_{1\rho})\rho_q + (g_2 + g_{3\rho})\rho_{-q}]. \tag{2.3}$$

(2.2)及(2.3)式中的 g_0-g_{12} 这十三个参数是扩展 skyrme 力参数 t_0-t_5 , x_0-x_5 的再组合, ρ_q , τ_q 及 \vec{J}_q 的定义可见于文献 [6], 这里 q 是核子同位旋第三分量量子数, $q = \frac{1}{2} \times (-\frac{1}{2})$ 代表中子(质子).

2. 半经典近似及能量密度泛函

利用 Bloch 密度矩阵及 wigner 变换,我们可以将 $\rho_q(\vec{r})$, $\tau_q(\vec{r})$ 及 $\vec{J}_q(\vec{r})$ 按 \hbar 的幂次展开. \hbar 作为区分量子系统和经典系统的关键量,显然是一个小量,只是保留到 \hbar 的前几项就是半经典的含义所在. Thomas-Fermi (TF) 近似相当于只保留到 \hbar 的最低项,主要适用于原子物理及分子物理领域^[7]. 对于核物理问题,由于 TF 近似不包含密度梯度项,从而无法给出正确的结果. 但如果保留到 \hbar 的平方项(有时也保留到 \hbar 的四次方

ξ,
振
的
变

我
而
是
点

它
算

个

项)则基本上能满足核物理的需要,通常称这样的方法为推广的 Thomas-Fermi (ETF) 近似.

文献[8]详细讨论了半经典方法及此情形下动能密度泛函 $\tau_q[\rho_n, \rho_p]$ 和自旋-轨道密度泛函 $J[\rho_n, \rho_p]$ 的推导. 我们在此只给出结果如下:

$$\begin{aligned} \tau_q[\rho_n, \rho_p] = & K\rho_q^{\frac{5}{3}} + \frac{1}{36} \frac{(\nabla\rho_q)^2}{\rho_q} + \frac{1}{3} \Delta\rho_q + \frac{1}{6} \frac{\nabla\rho_q \cdot \nabla S_q}{S_q} \\ & + \frac{1}{6} \rho_q \frac{\Delta S_q}{S_q} - \frac{1}{12} \rho_q \left(\frac{\vec{W}_q}{S_q}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2 \rho_q \left(\frac{\vec{W}_q}{S_q}\right)^2, \end{aligned} \quad (2.4a)$$

$$\vec{J}_q[\rho_n, \rho_p] = -\frac{2m}{\hbar^2} \frac{\rho_q}{S_q} \vec{W}_q, \quad (2.4b)$$

上式中的 \vec{W}_q 为自旋-轨道耦合势,其定义为:

$$\vec{W}_q = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{J}_q} = \frac{1}{2} W_0 (\nabla\rho + \nabla\rho_n). \quad (2.5)$$

将(2.4)及(2.5)代入(2.2)并整理即可得到能量密度泛函 $\mathcal{H}[\rho_n, \rho_p]$.

3. 变分计算

核系统的总能量为:

$$E = \int \mathcal{H}[\rho_n, \rho_p] d\vec{r}.$$

核子数守恒要求:

$$\int \rho_n d\vec{r} = N, \quad \int \rho_p d\vec{r} = Z \quad (2.6)$$

因而 Lagrangian 泛函为:

$$\mathcal{L}[\rho_n, \rho_p] = \int (\mathcal{H}[\rho_n, \rho_p] - \mu_n \rho_n - \mu_p \rho_p) d\vec{r}, \quad (2.7)$$

μ_n, μ_p 为拉格朗日不定乘子,其意义即为核子化学势.

泛函(2.8)取极值的必要条件为:

$$\delta \mathcal{L}[\rho_n, \rho_p] = 0, \quad (2.8)$$

由此可得两个互相耦合(中子自由度和质子自由度),高度非线性化的 Euler-Lagrangian 方程,直接求解是比较困难的. 但同通常的变分计算一样,我们总可以将 $\rho_q(\vec{r})$ 参数化,在截断的变分空间解(2.8)式而使问题得到简化. 对于核子分布,我们有足够的理由相信下列 Fermi 函数是一个好的试探函数:

$$\rho_q = \frac{\rho_{0q}}{1 + \exp[(r - R_q)/a_q]} \quad (2.9)$$

这样(2.8)就转化为:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho_{0q}} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial R_q} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial a_q} = 0 \quad (2.10)$$

由(2.6)及(2.10)可唯一地确定六个变分参数和两个不定乘子.

4. Sum rules 与 isoscalar 巨共振 centroid 能量

核系统对单体激发算子 Q_λ 的响应反映在下列强度函数中:

$$S(E) = \sum_{n \neq 0} |\langle n | Q_\lambda | 0 \rangle|^2 \delta(E - (E_n - E_0)). \quad (2.11)$$

而强度函数 k 次矩则定义为强度函数的能量 k 次方权重积分:

$$m_k^\lambda = \int dE S(E) E^k = \sum_{n \neq 0} |\langle n | Q_\lambda | 0 \rangle|^2 (E_n - E_0)^k. \quad (2.12)$$

对于集体激发, 由于激发能量总集中于一个窄的能区内, 因而常常几个低阶矩就能反映此激发的主要性质. 所以人们对计算这些低阶矩比较感兴趣.

Sum rules 是计算这些低阶矩的有效途径. 通过 Sum rules 我们可以将 RPA 强度函数矩同一定对易子的 HF 基态期待值相联系, 如:

$$m_1^\lambda = \frac{1}{2} \langle 0 | [Q_\lambda, [H, Q_\lambda]] | 0 \rangle, \quad (2.13a)$$

$$m_3^\lambda = \frac{1}{2} \langle 0 | [[Q_\lambda, H], [H, [H, Q_\lambda]]] | 0 \rangle. \quad (2.13b)$$

为使动态计算和静态计算自洽起见, 我们仍采用扩展 skyrme 力作为核子-核子相互作用, 这样, (2.13) 式中的 H 为:

$$H = \sum_i \frac{P_i^2}{2m} + \sum_{i < j} V_{ij},$$

V_{ij} 见于(2.1)式.

本文中我们主要讨论 isoscalar 巨共振的性质, 关于 isovector 巨共振性质的讨论将另文^[9]给出.

对于 isoscalar 巨共振, 激发算子为:

$$Q_\lambda = \sum_{i=1}^A F_\lambda(\hat{r}_i) = \sum_{i=1}^A f_\lambda(r_i) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i), \quad (2.14)$$

λ 表示激发的多极性, $Y_{\lambda\mu}$ 是球谐函数.

先考虑 $[H, Q_\lambda]$, 由于 Q_λ 仅同空间自由度有关, 而扩展 skyrme 力中动量相关部分都是零力程的, 因而可以证明, $[H, Q_\lambda]$ 的唯一贡献来自哈密顿量中的动能部分. 也就是说, 对于 m_1^λ , 我们只要计算 $[Q_\lambda, [\sum_i \frac{P_i^2}{2m}, Q_\lambda]]$.

$$\begin{aligned} & [Q_\lambda, [\sum_i \frac{P_i^2}{2m}, Q_\lambda]] \\ &= \left[\sum_i f_\lambda(r_i) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i), \left[\sum_i \frac{P_i^2}{2m}, \sum_{i'} f_\lambda(r_{i'}) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_{i'}) \right] \right] \\ &= \left[\sum_i f_\lambda(\hat{r}_i) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i), \sum_i \left(\frac{-i\hbar}{2m} \right) (\vec{P}_i \cdot \nabla_i f_\lambda(\hat{r}_i) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \nabla_i f_\lambda(\hat{r}_i) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i) \cdot \vec{P}_i \right) \right] \\ &= \sum_i \frac{\hbar^2}{m} (\nabla_i f_\lambda(r_i) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i))^2. \end{aligned}$$

利用球坐标下 ∇_i 的形式及球谐函数 $Y_{\lambda\mu}$ 的正交归一性质, 可得:

$$m_1^1 = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{A}{4\pi} \left\langle \left(\frac{df_\lambda}{dr} \right)^2 + \lambda(\lambda+1) \left(\frac{f_\lambda}{r} \right)^2 \right\rangle, \quad (2.15)$$

其中的期待值定义为:

$$\langle g(\vec{r}) \rangle = \int g(\vec{r}) \rho(\vec{r}) d\vec{r} / \int \rho(\vec{r}) d\vec{r} \quad (2.16)$$

m_3^1 的计算公式为(2.13b). 可以证明它可由下列 scaling 变换而得到:

$$m_3^1 = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \langle \eta | H | \eta \rangle |_{\eta=0}, \quad (2.17)$$

其中的 scaled 波函数 $|\eta\rangle$ 为:

$$|\eta\rangle = e^{-i\eta Q'_1} |0\rangle, \quad (2.18)$$

η 为 scaling 参数, $Q'_1 = i[H, Q_1]$.

对于 isoscalar GMR 和 GQR, 利用(2.2)式, 可得:

$$\begin{aligned} m_3^0 = \frac{1}{2} \left(\frac{2\hbar^2}{m} \right)^2 & \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} (\tau_n + \tau_p) + 6\rho [g_1(\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) \right. \\ & + g_3(\rho_n \tau_p + \rho_p \tau_n) + g_9(\rho_n \Delta \rho_n + \rho_p \Delta \rho_p) + g_{11}(\rho_n \Delta \rho_p + \rho_p \Delta \rho_n) \\ & + 3\alpha(\alpha-1)[g_5(\rho_n^2 + \rho_p^2) + g_7 \rho_n \rho_p] + 20(g_0 + g_{1\rho})(\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) \\ & + 20(g_2 + g_3 \rho)(\rho_n \tau_p + \rho_p \tau_n) + 6(g_4 + g_5 \rho)(\rho_n^2 + \rho_p^2) \\ & + 6(g_6 + g_7 \rho) \rho_n \rho_p + 2(g_8 + g_9 \rho)(\rho_n \Delta \rho_n + \rho_p \Delta \rho_p) \\ & + 2(g_{10} + g_{11} \rho)(\rho_n \Delta \rho_p + \rho_p \Delta \rho_n) + 56g_{12} \rho ((\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2) \\ & \left. + 10W_0(\vec{J} \cdot \nabla \rho + \vec{J}_n \cdot \nabla \rho_n + \vec{J}_p \cdot \nabla \rho_p) \right\} d\vec{r}, \quad (2.19a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} m_3^2 = 4 \left(\frac{2\hbar^2}{m} \right)^2 & \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} (\tau_n + \tau_p) + (g_0 + g_{1\rho})(\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) \right. \\ & + (g_2 + g_3 \rho)(\rho_n \tau_p + \rho_p \tau_n) + (g_8 + g_9 \rho)(\rho_n \Delta \rho_n + \rho_p \Delta \rho_p) \\ & + (g_{10} + g_{11} \rho)(\rho_n \Delta \rho_p + \rho_p \Delta \rho_n) + g_{12} \rho ((\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2) \\ & \left. + \frac{1}{8} W_0(\vec{J} \cdot \nabla \rho + \vec{J}_n \cdot \nabla \rho_n + \vec{J}_p \cdot \nabla \rho_p) \right\} d\vec{r}, \quad (2.19b) \end{aligned}$$

对于(2.19)式中的动能密度 τ_q 和自旋-轨道密度 \vec{J}_q , 我们仍采用半经典近似, 即(2.4)式. 这样巨共振的 centroid 能量为:

$$E = \sqrt{m_3/m_1}. \quad (2.20)$$

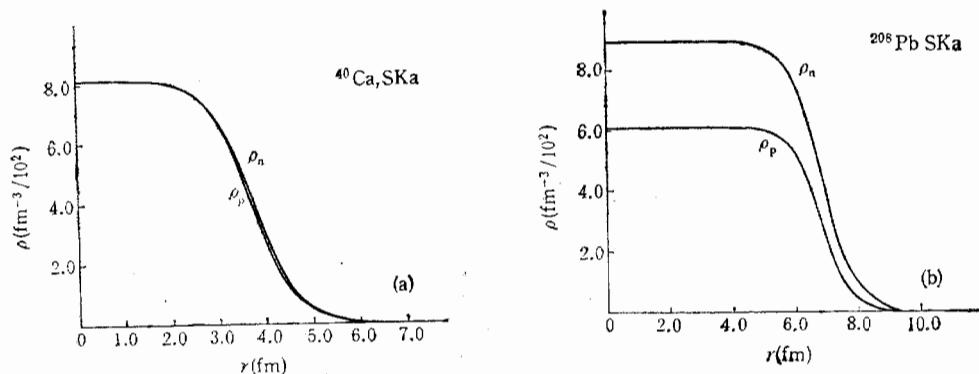
三、计算结果与讨论

1. 变分计算结果和核的静态性质

(2.4)和(2.10)式构成一个含有积分的超越方程组, 我们用最速下降法解此方程组, 而其中的数值积分则用变步长成组 simpson 方法计算^[10]. 这样就可自洽地确定变分参数. 表1给出了这些变分参数, 限于篇幅只提供了 SKa 的计算结果. 图1给出了 ^{40}Ca (对称核)和 ^{208}Pb (非对称核) 中质子、中子分布形状 ^{40}Ca 中质子、中子分布形状的差异来自

表 1 自洽确定的变分参数(单位: SKa)

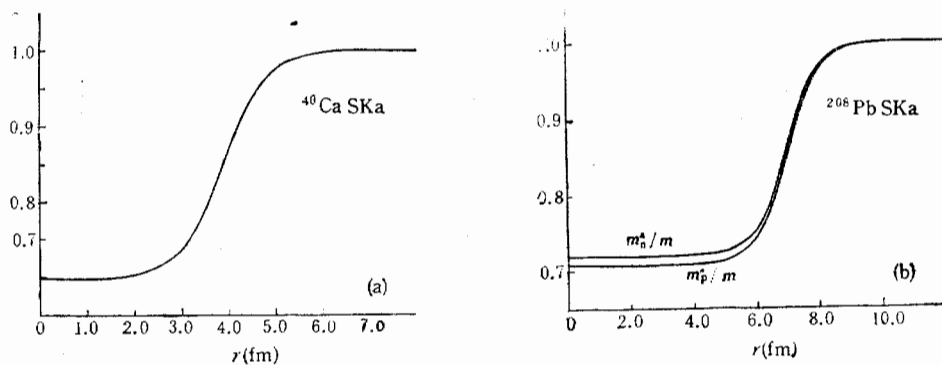
核	中 子			质 子		
	ρ_{0n}	R_n	a_n	ρ_{0p}	R_p	a_p
^{16}O	0.0790	2.631	0.445	0.0778	2.641	0.450
^{40}Ca	0.0814	3.687	0.458	0.0813	3.741	0.466
^{48}Ca	0.0898	4.020	0.498	0.0703	3.918	0.441
^{60}Ni	0.854	4.316	0.476	0.0811	4.241	0.472
^{90}Zr	0.876	5.047	0.462	0.0726	4.951	0.454
^{120}Sn	0.0892	5.610	0.518	0.0659	5.519	0.447
^{208}Pb	0.0895	6.841	0.527	0.0608	6.817	0.439



(a) ^{40}Ca 中质子、中子分布形状, SKa.

(b) ^{208}Pb 中质子、中子分布形状, SKa

图 1



(a) ^{40}Ca 质子、中子有效质量, SKa

(b) ^{208}Pb 质子、中子有效质量, SKa

图 2

coulomb 相互作用。

确定了核子密度分布 $\rho_q(\vec{r})$ 后,我们可以计算核的一系列静态性质,包括有效质量,电荷分布,中子、质子和电荷均方根半径及中子皮厚度。

用核子质量 m_q 来量度的核子有效质量 m_q^* 为:

$$\frac{m_q^*}{m_q} = \left\{ 1 + \frac{2m}{\hbar^2} [(g_0 + g_1\rho)\rho_q + (g_2 + g_3\rho)\rho_{-q}] \right\}^{-1} \quad (3.1)$$

此处 ρ_q 即用确定了变分参数的(2.9)式。图2给出了 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 中质子和中子的有效质量,所用的仍为 SKa。从图2(a)可以看到,尽管 ^{40}Ca 的中子和质子分布有小的差异,它们的有效质量几乎没什么差别。这从(3.1)式也可以清楚地看到。

中子、质子均方根半径的计算是直接的:

$$r_q = (\langle r_q^2 \rangle)^{\frac{1}{2}} = \left(\int r^2 \rho_q(\vec{r}) d\vec{r} / \int \rho_q(\vec{r}) d\vec{r} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.2)$$

而计算电荷均方根半径必须考虑质子本身的电荷分布。原子核的电荷分布可看作点质子空间分布与质子电荷分布的折迭:

$$\rho_c(\vec{r}) = \int f_p(\vec{r} - \vec{s}) \rho_p(\vec{s}) d\vec{s} \quad (3.3)$$

质子电荷分布一般取为高斯型分布:

$$f_p(\vec{r}) = \frac{1}{(a_p \sqrt{\pi})^3} e^{-r^2/a_p^2}, \quad a_p = 0.65 \text{ fm}$$

表2 中子、质子均方根半径与中子皮厚度(单位: fm)

核		实验值	SIII		SKa		GS2	
			HF	SCSC	HF	SCSC	HF	SCSC
^{16}O	r_n	2.74	2.617	2.612	2.642	2.669	2.599	2.615
	r_p	2.73	2.644	2.649	2.670	2.695	2.630	2.642
	t	0.01	-0.027	-0.037	-0.028	-0.026	-0.031	-0.027
^{40}Ca	r_n	3.48	3.363	3.448	3.365	3.352	3.314	3.350
	r_p	3.49	3.412	3.398	3.415	3.403	3.370	3.393
	t	-0.01	-0.049	-0.050	-0.050	-0.051	-0.056	-0.043
^{48}Ca	r_n	3.64	3.607	3.636	3.635	3.639	3.574	3.603
	r_p	3.48	3.467	3.470	3.415	3.473	3.417	3.461
	t	0.16	0.140	0.166	0.188	0.166	0.157	0.142
^{60}Ni	r_n		3.801	3.799	3.811	3.803	3.763	3.797
	r_p	—	3.774	3.758	3.754	3.745	3.735	3.762
	t		0.027	0.041	0.057	0.058	0.028	0.034
^{90}Zr	r_n	4.41	4.317	4.286	4.316	4.285	4.248	4.273
	r_p	4.26	4.262	4.226	4.229	4.205	4.191	4.211
	t	0.15	0.055	0.060	0.087	0.080	0.057	0.062
^{120}Sn	r_n		4.759	4.763	4.777	4.765	4.674	4.758
	r_p	—	4.652	4.605	4.604	4.600	4.571	4.602
	t		0.107	0.160	0.173	0.165	0.103	0.156
^{208}Pb	r_n			5.655		5.568		5.657
	r_p	—	—	5.532	—	5.535	—	5.530
	t			0.123		0.123		0.127

电荷均方根半径则为:

$$r_c = (\langle r_c^2 \rangle)^{\frac{1}{2}} = \left(\int r^2 \rho_c(\vec{r}) d\vec{r} / \int \rho_c(\vec{r}) d\vec{r} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.4)$$

我们用变步长二重 Simpson 方法计算(3.4)式涉及的关于 r 和 s 的二重积分^[10]. 图 3 给出了 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 中电荷分布及同实验结果的比较. 显然, 我们的自洽半经典计算很好地再现了实验测量结果.

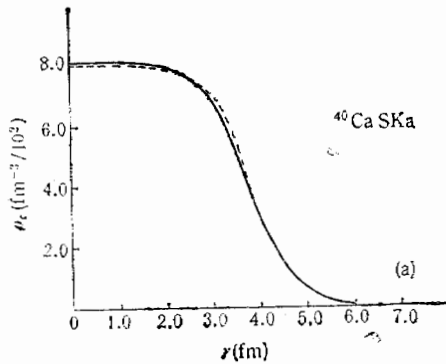
中子皮厚度是反映核内质子和中子差异的重要物理量. 其定义为:

$$t = r_n - r_p. \quad (3.5)$$

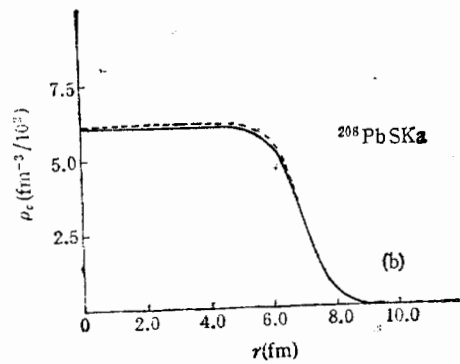
表 2 中给出了中子、质子均方根半径及中子皮厚度的计算结果, 并同实验及 HF 计算结果作了比较^[11]. 表 3 给出的是电荷均方根半径的计算结果及同实验和 HF 计算结果的比较^[11], 所给结果包括 SIII, SKa 和 GS2 三套扩展 Skyrme 力参数. 一个总的趋势是, 对于核的静态平均性质, 自洽半经典 (SCSC) 计算能相当好地再现实验及 HF 计算的结果.

表 3 电荷均方根半径(单位: fm)

核	实验值	SIII		SKa		GS2	
		HF	SCSC	HF	SCSC	HF	SCSC
^{16}O	2.710	2.761	2.716	2.786	2.759	2.748	2.724
^{40}Ca	3.481	3.504	3.464	3.507	3.469	3.463	3.459
^{48}Ca	3.476	3.557	3.536	3.538	3.540	3.509	3.527
^{60}Ni	3.808	3.857	3.821	3.838	3.808	3.819	3.825
^{90}Zr	4.266	4.336	4.276	4.303	4.265	4.266	4.271
^{120}Sn	4.660	4.720	4.659	4.672	4.655	4.640	4.659
^{208}Pb	—	—	5.581	—	5.584	—	5.579



(a) ^{40}Ca 电荷分布及和实验比较, SKa.
—— SCSC 计算 ---- 实验结果



(b) ^{208}Pb 电荷分布及和实验比较, SKa.
—— SCSC 计算 ---- 实验结果

图 3

2. isoscalar GMR 和 GDR 的 centroid 能量

利用 (2.15), (2.16), (2.19), (2.20) 及确定了变分参数的 (2.9) 式, 我们计算了

表4 isoscalar 巨共振的 centroid 能量, SIII 及 SKa

核	GMR						GQR							
	$m_1(10^3)$		$m_3(10^8)$		$E(\text{MeV})$		$m_1(10^4)$		$m_3(10^7)$		$E(\text{MeV})$		$E(\text{MeV})$	
	SIII	SKa	SIII	SKa	理论		实验	SIII	SKa	SIII	SKa	理论		实验
					SIII	SKa						SIII	SKa	
^{40}Ca	0.372	0.373	0.150	0.154	20.1	20.3	20.0±0.3	0.740	0.742	0.232	0.238	17.7	17.9	17.8±0.3
^{90}Zr	1.331	1.328	0.398	0.416	17.3	17.7	17.5±0.5	2.65	2.64	0.534	0.510	14.2	13.9	14.1±0.5
^{120}Sn	2.163	2.163	0.561	0.575	16.1	16.3	—	4.30	4.30	0.749	0.738	13.2	13.1	13.3±0.3
^{208}Pb	5.396	5.321	1.073	1.088	14.1	14.3	13.9±0.4	10.68	10.59	1.340	1.281	11.2	11.0	10.9±0.3

isoscalar GMR 和 GDR 的 centroid 能量。我们用两套 skyrme 力参数 SIII 和 SKa 作了计算, 结果在表 4 中给出, 并同实验测量结果作了比较^[12,13]。从表中我们可以看到, isoscalar 巨共振的性质几乎不受 skyrme 力参数的影响, 而 isovector 模式性质则同所用 skyrme 力参数有很大关系^[9]。

四、小 结

本工作从扩展 skyrme 力的能量密度出发, 利用半经典近似及变分计算, 自治地确定了核基态的核子分布, 从而计算了原子核的一系列静态性质和 isoscalar 巨共振性质。半经典近似忽略了壳效应, 由此得到的核子分布在核内没有起伏, 因而比较适用于讨论核的平均性质和总体行为。从计算结果也可以看到, 自治半经典计算能很好地再现 HF (RPA) 计算及实验结果, 如能进一步计入壳效应, 则符合程序可进一步提高。半经典方法也是连接原子核微观理论和宏观模型的桥梁。

本文只讨论了零温度下球形核的自治半经典计算, 由于此方法主要涉及核子分布, 因而可以相信, 将此方法推广到形变核和有限温度情形是可行的, 从而可以避免形变及有限温度给 HF (RPA) 计算带来的困难。一旦核子分布确定, 我们就可通过 Sum rule 方法研究建立于形变核及热核上的巨共振, 这正是我们进行这一工作的目的所在。

感谢平加伦博士在数值计算方面给予的帮助。

参 考 文 献

- [1] T. H. R. Skyrme, *Nucl. Phys.*, **9** (1959), 615.
- [2] S. Krewald et al., *Nucl. Phys.*, **A281** (1977), 66.
- [3] G. E. Goeke and J. Speth, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **32** (1982) 65.
- [4] J. P. Hohenberg and W. Kohn, *Phys. Rev.* **136** (1964), B964.
- [5] Ge Ling-xian (葛凌霄) and Zhou Yi-zhong (卓益忠), *Nucl. Phys.*, **A459** (1986), 77.
- [6] D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev.*, **C5** (1972), 626.
- [7] A. S. Bamzai and B. M. Deb, *Rev. Mod. Phys.*, **53** (1981), 95.
- [8] M. Brack et al., *Phys. Rep.*, **123** (1985)275.
- [9] 李国强等, 高能物理与核物理, 13(1989),

- [10] FORTRAN 算法汇编, 国防工业出版社 (1981), p. 99, p. 364.
[11] 叶卫磊等, 有限核扩展 Skyrme 力的 HF 计算(待发表).
[12] F. E. Bertrand, et al., *Phys. Rev.*, **C22** (1980), 1832.
[13] F. E. Bertrand et al., *Phys. Lett.* **80B** (1979), 198.

SELFCONSISTENT SEMICLASSICAL CALCULATION WITH EXTENDED SKYRME FORCES AND THE PROPERTIES OF ISOSCALAR GIANT RESONANCES

LI GUOQIANG

(*Nanjing University*)

XU GONGOU

(*Nanjing University, Lanzhou University*)

ABSTRACT

The HF energy density functional $\mathcal{E}[\rho_n, \rho_p]$ is obtained by utilizing the kinetic energy density functional $\tau_q[\rho_n, \rho_p]$ and spin-orbit density functional $\bar{J}_q[\rho_n, \rho_p]$ in semiclassical approximation. The nuclear ground state densities are determined by varying the functional with respect to ρ_n and ρ_p under certain conditions. A series of nuclear static and isoscalar giant resonances properties are evaluated with above determined densities. All the results are in good agreement with experimental and HF (RPA) ones.