

轻核结构的微观计算*

白新华 胡济民

(北京大学技术物理系 北京 100871)

1996-01-18 收稿

摘 要

选择 Skyrme 势 Z_0^* 和 E_0 作为两核子间等效相互作用, 采用 Hartree-Fock 理论, 比较了同种核子间对相互作用的 BCS 方法和粒子数守恒方法(PNC) 的计算结果, 计算了从氦到氧的同位素的基态性质. 并对所采用的计算方法在滴线附近核区的适用性进行了讨论.

关键词 远离 β 稳定线核素, Skyrme 势, Hartree-Fock 近似, BCS 方法和 PNC 方法.

1 引 言

对于 β 稳定线上及附近的核, 人们已经积累了大量的知识. 在此基础上, 核物理理论取得了许多重要进展. 八十年代以来, 随着中高能放射性核束在核物理实验中的应用^[1-5], 研究远离 β 稳定线的核素(以下简称离线核)的性质成为核物理实验和理论研究的一个重要方向. 目前, 这方面理论研究包括两方面内容: 一是利用现有的理论对离线核进行计算, 以期预言其某些性质或与新的实验数据比较以发现现有理论的可靠程度和适用范围; 二是考虑到离线核在实验上显示出的新特点, 对现有理论作某些修改, 或采取新的处理方法. 从理论上讲, 对核素进行系统的计算是检验理论在新核区的适用性的最有效的途径之一.

关于轻核, 实验上目前已经积累了不少数据^[1-7], 其中某些核已达到滴线位置. 尤其是其中的丰中子核素, 由于中子不直接受库仑作用的影响, 在中子滴线以内, 这些核中的中子数可以远远多于质子数. 实验上也已发现这些核中有的具有不同于稳定线附近核素的特殊结构^[1,4,6,7], 如中子皮、中子晕等. 所以, 对这些核作系统的研究对检验目前的理论在离线核区的适用性具有特殊的意义.

* 国家自然科学基金及国家教委博士点基金资助.

2 理论简介

2.1 两核子间唯象相互作用 Skyrme 势

核子间相互作用势的选择是原子核微观计算中的关键。经验表明采用密度相关的等效核势是一种简便的方法, Skyrme 势就是其中一种^[8,9]。它的一般形式是:

$$\begin{aligned}
 V_{\text{Skyrme}} = & t_0 (1 + x_0 P_x) \delta(r_i - r_j) + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_x) \{ p_{12}^2 \delta(r_i - r_j) + \delta(r_i - r_j) p_{12}^2 \} \\
 & + t_2 (1 + x_2 P_x) p_{12} \cdot \delta(r_i - r_j) p_{12} + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_x) \rho^\alpha(\bar{r}) \delta(r_i - r_j) \\
 & + i t_4 p_{12} \cdot \delta(r_i - r_j) (\sigma_i + \sigma_j) \times p_{12} \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中 $p_{12} = p_i - p_j$ 代表相对动量, 位于 δ 函数左(右)时, 它就向左(右)作用。 P_x 是自旋交换算符, σ 为 Pauli 自旋矩阵, $\bar{r} = (r_i + r_j) / 2$ 。 $t_0 - t_4$, $X_0 - X_3$ 及 α 是可调参数。在描写核的基态性质时, 一般取 $x_1 = x_2 = 0$ 。

关于 Skyrme 势的参数值, 除较早期的 **SI** - **SVI** 外, 为了研究核的不同性质, 又相继发展了几套参数, 如 **SkM** 和 **SkM***、**SkP** 和 **SG II** 等。除了这些势外, 还包括经系统研究的方法得到的一些参数^[10], 其中势 Z_σ^* 是拟合所选择的幻核和非幻核的结合能、弥散半径、表面宽度及 ^{16}O 的 $1p$ 能级中的质子和中子的自旋轨道耦合劈裂得到的。对所选的非幻核采用 BCS 计算方法考虑了对相互作用。与其类似的还有 E_σ 等。

为了选择合适的相互作用势, 根据现有的势的代表性, 这里取势 **SIII**, **SkM*** 和 Z_σ^* 。在不考虑对相互作用时计算同位素的结合能, 这些势的参数值和由它们推出的核物质性质参量见文献[10, 15]。图 1、2 分别是它们关于氦和氧同位素结合能的计算结果和实验数据的比较。从中可看到这些势计算结果有以下的特点: 对质子数 (Z) 接近中子数 (N) 的同位素, 它们计算的结果差别不太大。对 $Z < N$ 或 $Z > N$ 的离线核素, 势 **SIII** 和 **SkM*** 的计算结果要比实验值大, 而势 Z_σ^* 的计算结果基本上较实验数据小。势 E_σ 和 Z_σ^* 的结果相似。对其他轻核计算也得到类似的结论。鉴于剩余相互作用是吸引势, 因此从结合能上看势 Z_σ^* 和 E_σ 比势 **SIII** 和 **SkM*** 更适合用于同时考虑对相互作用的计算中。本计算中采用 Z_σ^* 和 E_σ 势进行计算, 实际计算表明, 采用 E_σ 势效果要比 Z_σ^* 势更好一些。

2.2 Hartree-Fock (HF) 和 Hartree-Fock + BCS 方法

由(1)式所给的 Skyrme 势, 可推得 Hartree-Fock 方程^[8]:

$$\left[-\vec{\nabla} \cdot \frac{\hbar^2}{2m_q^*} \vec{\nabla} + U_q(\mathbf{r}) + W_q(\mathbf{r}) \cdot (-i)(\vec{\nabla} \times \vec{\sigma}) \right] \Phi_i = e_i \Phi_i, \quad (2)$$

其中 e_i , m_q^* , U_q 和 W_q 分别表示 HF 单粒子能量, 有效质量, 中心势和自旋-轨道耦合势。它们的表达式见文献[8]。

对偶偶核, 当用平均对相互作用强度 G 和 BCS 方法考虑对相互作用的贡献时, 对包括对能的原子核 HF 能量泛函中的单粒子波函数和单粒子态的占据几率进行变分, 就

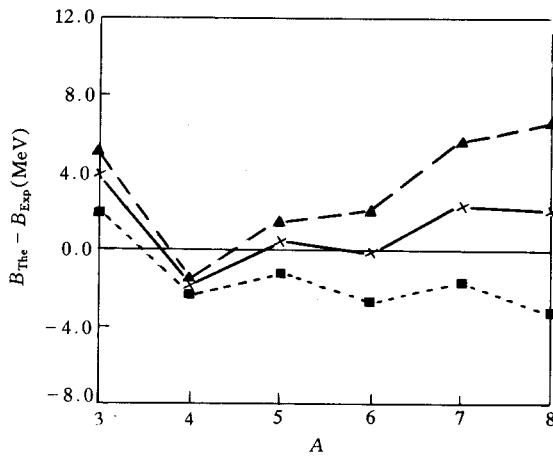


图1 不考虑对相互作用时用不同的 Skyrme 势计算的氮同位素结合能(B_{The})与实验数据(B_{Exp})^[14]的比较

奇偶起伏来源于结合能实验数据中存在的奇偶起伏.

SIII——, SkM* ----, Z'_0 ·····.

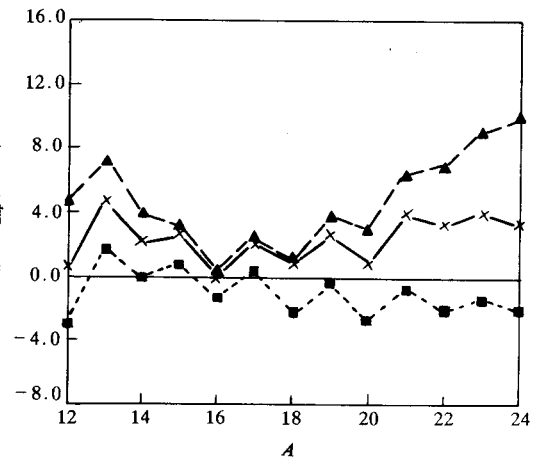


图2 不考虑对相互作用时用不同的 Skyrme 势计算的氧同位素结合能(B_{The})与实验数据(B_{Exp})^[14]的比较

符号说明同图1.

可得到和(2)式类似的 HF 方程和 BCS 方程组^[9]:

$$n_i = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{e_i - \lambda_{q_i}}{[(e_i - \lambda_{q_i})^2 + \Delta^2]^{1/2}} \right\}, \quad (3)$$

$$\Delta = G \sum_j [n_j (1 - n_j)]^{1/2}. \quad (4)$$

准粒子能量 $E_i = [(e_i - \lambda_{q_i})^2 + \Delta^2]^{1/2}$. 此时各种密度与单粒子态被占据的几率有关, 如:

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_i n_i |\Phi_i(\mathbf{r})|^2, \quad (5)$$

其中, n_i 代表单粒子态 Φ_i 被核子占据的几率.

对于奇 A 核或奇奇核, 这里采用下面两种方法:

- (1) BCS1: 在类似对偶偶核处理方法的基础上, 通过加上准粒子能量 E_i 得到奇 A 核或奇奇核的基态和低激发态的能量;
- (2) BCS2: 在 HF 单粒子能级基础上解 BCS 方程组时, 将不配对的核子占据的单粒子态的简并度减二, 再对剩余的偶数核子进行 BCS 计算. 在下一步 HF 自洽计算时加上该单粒子的贡献.

计算中我们还假设所讨论的核均为球形核, 并采用 Slater 近似计算库仑作用对交换能的贡献.

采用这些方法处理对相互作用时所涉及的一个问题是平均对相互作用强度的确定. 轻核中的各种剩余相互作用的强度是个很复杂的问题. 文献[11, 12]曾利用核的结合能的实验数据通过差分法系统地分析了不同元素中的质子、中子间相互作用(δV_{pn})和同种核子间的非配对相互作用(δV_{pp} 和 δV_{nn})随同位旋的变化, 结果表明轻核中核子间这几种

剩余相互作用的一个特点是：在某核中，质子数与中子数相差越多则 δV_{pn} 、 δV_{pp} 和 δV_{nn} 都明显减小。由于中子不直接受库仑相互作用的影响，在中子滴线一侧的丰中子核素中，中子数可以比质子数超出得较多。因此，可望通过拟合中子滴线附近同位素的奇偶质量差得到中子间的对相互作用强度。这里奇偶质量差定义为：

$$\Delta(N) = B(N+1) - 2B(N) + B(N-1). \quad (6)$$

要指出的是轻核中核子数的改变对平均场有较大的影响，而且核子数的多少也影响核子间的相互作用，所以文献[11,12]得到的结论只是近似的平均值。由于核力的电荷无关性，质子间的对相互作用强度就取作中子间的对相互作用强度。和 β 稳定线附近的核不同，由于滴线附近核的费米面附近的能级密度较大，而且其费米面以上只有很少甚至没有束缚的 HF 单粒子态，而在平均场框架中处理像对相互作用这样的短程相互作用时，一般都要求有足够大的组态空间。在 BCS 方法中此组态空间的大小是由截断的单粒子态能量的大小决定的。本文在无特别说明时，截断的单粒子态能量取为高出费米面 10.0 MeV。为了得到一组基底，这里采用一种简单的方法，即借助一套通过在离核中心足够远处加一无穷位垒的方法得到的分立正能态作为组态空间单粒子态的一部分。在无特别说明时，该位垒取在离核中心 10.0 fm 处。

目前，HF+BCS 方法的可靠性只在中重、重核中得到过检验。对于轻核，由于核子数目少，BCS 方法作为一种粒子数不守恒的方法，从理论上讲可能会引入一些误差。作为比较，我们仍采用对相互作用的粒子数守恒方法。

2.3 Hartree-Fock + PNC 方法

文献[13]曾对变形核中同种核子间对相互作用的粒子数守恒(PNC)方法做过详细的研究。球形核中 PNC 方法也涉及两个问题，即对相互作用强度的确定和对相互作用的本征方程的求解。球形核中对相互作用的哈密顿量是：

$$\hat{H} = \sum_j \hat{n}_j \varepsilon_j - \sum_{jj'} G_{jj'} \hat{\pi}_j^+ \hat{\pi}_{j'}, \quad (7)$$

其中， j 壳层粒子数算符 $\hat{n}_j = \sum_m \hat{a}_{jm}^+ \hat{a}_{jm}$ ， $\hat{\pi}_j^+ = \sum_{m>0} \hat{a}_{jm}^+ \hat{a}_{j\bar{m}}$ ， ε_j 为 j 壳层单粒子能级能量。作

为简化，和前面一样用不同壳层间对力的平均强度 G 代替 $G_{jj'}$ 。

在球形核中，偶数个核子 ($N=2n$) 的基态和对激发态的 PNC 波函数可表示如下：作为基矢采用 $|j_1 j_2 \cdots j_n\rangle = W_{j_1 j_2 \cdots j_n} \hat{\pi}_{j_1}^+ \hat{\pi}_{j_2}^+ \cdots \hat{\pi}_{j_n}^+ |0\rangle$ ，

$$A_{n\alpha}^+ |0\rangle = \sum_{j_1 j_2 \cdots j_n} V_{j_1 j_2 \cdots j_n}^\alpha |j_1 j_2 \cdots j_n\rangle. \quad (8)$$

类似，奇数个核子 ($N=2n+1$) 的基态和对激发态的 PNC 波函数可表示为：

$$\begin{aligned} |(j_0) j_1 j_2 \cdots j_n\rangle &= \hat{a}_{j_0 m_0}^+ W_{j_1 j_2 \cdots j_n}^{(j_0)} \hat{\pi}_{j_1}^+ \hat{\pi}_{j_2}^+ \cdots \hat{\pi}_{j_n}^+ |0\rangle, \\ A_{n\alpha}^+(j_0) |0\rangle &= \sum_{j_1 j_2 \cdots j_n} V_{j_1 j_2 \cdots j_n}^{\alpha(j_0)} |(j_0) j_1 j_2 \cdots j_n\rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $W_{j_1 j_2 \cdots j_n}$ 、 $W_{j_1 j_2 \cdots j_n}^{(j_0)}$ 代表展开基的归一化系数。它们分别满足：

$$\langle j_1 j_2 \cdots j_n | j_1 j_2 \cdots j_n \rangle = \langle (j_0) j_1 j_2 \cdots j_n | (j_0) j_1 j_2 \cdots j_n \rangle = 1, \quad (10)$$

系数 $V_{j_1 j_2 \cdots j_n}^\alpha$ 、 $V_{j_1 j_2 \cdots j_n}^{\alpha(j_0)}$ 满足归一化条件:

$$\sum_{j_1 j_2 \cdots j_n} (V_{j_1 j_2 \cdots j_n}^\alpha)^2 = \sum_{j_1 j_2 \cdots j_n} (V_{j_1 j_2 \cdots j_n}^{\alpha(j_0)})^2 = 1. \quad (11)$$

由式(7—11)可得到对相互作用哈密顿量的矩阵元. 通过该矩阵的对角化得到对应于不同的本征能量 $E_{n\alpha}$ (或者 $E_{n\alpha}^{(j_0)}$), $\alpha=0, 1, 2, \dots$, 的 $V_{j_1 j_2 \cdots j_n}^\alpha$ (或者 $V_{j_1 j_2 \cdots j_n}^{\alpha(j_0)}$), 从而和 HF+BCS 方法中类似, 可得到各单粒子态被核子占据的几率 n_i 和对能的大小. 在计算中仍要根据组态能量截断的大小去定 G 值^[9]. 组态能量 E_c 这里定义为 $E_c = \sum_j \varepsilon_j$, 即某

一组态所含单粒子能级能量之和. 而组态能量截断值即组态能量的上限高出最低的组态能量的值. 在不同的同位素计算中我们保持组态能量截断值相同. 本计算中, 若无特别说明, 组态能量截断值取为 12.0MeV. 对于具有奇中子(质子)数的核素, 式(9)中自动包括各种阻塞情形, 最后取能量最低的阻塞态作为基态. 同样, 由于中子滴线附近核的中子费米面以上只有很少甚至没有束缚的 HF 单粒子态, 而 PNC 方法要求的组态空间的大小是由组态能量的大小决定的, 这里也采用和 HF+BCS 计算中一样的方法. 在无特别说明时, 计算中该位垒也取在离核中心 10.0fm 处. 计算中的平均对力强度仍按上面描述的方法得到.

3 轻核的微观计算

3.1 HF+BCS 方法和 HF+PNC 方法的比较

表 1 中列举采用势 Z_0^* , 在不考虑中子间的对相互作用和分别用 BCS1、BCS2、PNC 方法考虑中子间对相互作用时计算得到的铍的丰中子同位素的基态结合能和自旋宇称. 其中, 对不同的同位素链 BCS2方法和 PNC 方法所采用的对相互作用强度分别按前面描述的方法得到. BCS1中采用的对力强度与 BCS2的一样.

表 1 采用 Z_0^* 势, 用不同的对相互作用处理方法计算的 Be 的丰中子同位素的结合能和
非配对中子的自旋宇称

Z	N	HF	BCS ₁	BCS ₂	PNC
		$G_n=0.0$	$G_n=0.605\text{MeV}$	$G_n=0.605\text{MeV}$	$G_n=0.593\text{MeV}$
4	4	43.468	44.072	44.072	43.535
4	5	52.476	52.281 3/2 ⁻	52.476 3/2 ⁻	52.464 3/2 ⁻
4	6	61.232	61.233	61.233	61.364
4	7	63.411	63.037 1/2 ⁻	63.411 1/2 ⁻	63.503 1/2 ⁻
4	8	65.653	65.654	65.654	66.432
4	9	63.465	63.027 1/2 ⁻	63.350 1/2 ⁺	64.047 1/2 ⁺
4	10	61.381	66.417	66.417	67.026

计算中没有考虑质子对相互作用的贡献. 结合能单位: MeV.

从表中可见, 这几种方法计算的结果相差不大. 对其它的同位素链计算也得到类似的结论. 但是在采用 BCS 方法时对某些核得到的能隙为零, 因而没有对能. 而采用 PNC 方法则不会出现此问题. 从理论上讲, PNC 方法对轻核也更为合理. 因此, 下面采用 HF+PNC 方法对从氦到氧的所有同位素进行计算.

3.2 结合能和奇偶质量差

采用 Z_0 势和 E_0 势, 分别在不考虑同种核子间的对相互作用和用 HF+PNC 方法处理同种核子间的对相互作用情况下对从氦到氧的同位素的基态性质进行计算. 由于结果相近, 且 E_0 势计算结果与实验符合得更好, 为了节约篇幅, 下面将只给出 E_0 势的计算结果. 表 2、3 分别列出无对相互作用和有对相互作用时的结果及其和实验数据的比较, 表 3 中采用的对力强度是拟合不同的同位素链中最靠近中子滴线的几个同位素的奇偶质量差得到的对力强度的平均值.

表 2 不考虑对相互作用时用 E_0 势计算部分轻核的结合能、单中子分离能和奇偶质量差

核素		结 合 能			单 中 子 分 离 能		奇 偶 质 量 差	
Z	N	EXP.	G=0.0	ΔBE	EXP.	G=0.0	EXP.	G=0.0
2	1	7.718	11.456	-3.738				
2	2	28.295	26.282	2.013	20.577	14.826	-21.462	-13.523
2	3	27.410	27.585	-0.175	-0.885	1.303	2.744	-0.664
2	4	29.269	28.224	1.045	1.859	0.639	-2.308	-0.157
2	5	28.820	28.706	0.114	-0.449	0.482	3.037	0.099
2	6	31.408	29.287	2.121	2.588	0.581		
6	2	24.782	22.492	2.290				
6	3	39.034	41.467	-2.433	14.252	18.975	7.034	-1.243
6	4	60.320	59.199	1.121	21.286	17.732	-8.166	-1.284
6	5	73.440	75.647	-2.207	13.120	16.448	5.602	-1.007
6	6	92.162	91.088	1.074	18.722	15.441	-13.776	-7.579
6	7	97.108	98.950	-1.842	4.946	7.862	3.230	-0.570
6	8	105.284	106.242	-0.958	8.176	7.292	-6.957	-5.993
6	9	106.503	107.541	-1.038	1.219	1.299	3.031	-0.099
6	10	110.753	108.741	2.012	4.250	1.200	-3.521	-0.025
6	11	111.482	109.916	1.566	0.729	1.175	3.459	0.037
6	12	115.670	111.128	4.542	4.188	1.212	-4.028	0.096
6	13	115.830	112.436	3.394	0.160	1.308	3.180	0.155
6	14	119.170	113.899	5.271	3.340	1.463	-3.670	-0.405
6	15	118.840 ^(a)	114.957	3.883	-0.330	1.058	1.780	0.199
6	16	120.290 ^(a)	116.214	4.076	1.450	1.257		

结合能(单位 MeV)的实验数据(EXP.)取自文献[14], 其中 ΔBE 表示实验数据和理论计算值之差. (a)表示系统学数据, 下同.

表3 考虑对相互作用时用 E_s 势计算轻核的结合能、单中子分离能、
基态自旋宇称和奇偶质量差

核素		结 合 能			单 中 子 分 离 能		奇 偶 质 量 差	
Z	N	EXP.	$G=0.604\text{MeV}$	ΔBE	EXP.	$G=0.604\text{MeV}$	EXP.	$G=0.604\text{MeV}$
2	1	7.718 ^{1/2+}	11.707 ^{1/2+}	-3.989				
2	2	28.295 ⁰⁺	26.345 ⁰⁺	1.950	20.577	14.638	-21.462	-13.353
2	3	27.410 ^{3/2-}	27.630 ^{3/2-}	-0.220	-0.885	1.285	2.744	0.817
2	4	29.269 ⁰⁺	29.732 ⁰⁺	-0.463	1.859	2.102	-2.308	-2.107
2	5	28.820 ^{3/2-}	29.727 ^{3/2-}	-0.907	-0.449	-0.005	3.037	1.366
2	6	31.408 ⁰⁺	31.088 ⁰⁺	0.320	2.588	1.361		
3	1	4.620 ²⁻	6.645 ²⁻	-2.025				
3	2	26.330 ^{3/2-}	26.523 ^{3/2-}	-0.193	21.710	19.878	-16.046	-13.593
3	3	31.994 ¹⁺	32.808 ³⁺	-0.814	5.664	6.285	1.586	-0.497
3	4	39.244 ^{3/2-}	38.596 ^{3/2-}	0.648	7.250	5.788	-5.216	-1.178
3	5	41.278 ²⁺	43.206 ³⁺	-1.928	2.034	4.610	2.029	0.242
3	6	45.341 ^{3/2-}	48.058 ^{3/2-}	-2.717	4.063	4.852	-4.484	-6.095
3	7	44.920 ²⁻	46.815 ¹⁺	-1.895	-0.421	-1.243	1.151	3.529
3	8	45.650 ^{3/2-}	49.101 ^{3/2-}	-3.451	0.730	2.286		
4	2	26.924 ⁰⁺	27.812 ⁰⁺	-0.888				
4	3	37.600 ^{3/2-}	37.046 ^{3/2-}	0.554	10.676	9.234	8.223	0.266
4	4	56.499 ⁰⁺	46.546 ⁰⁺	9.953	18.899	9.500	-17.233	-0.543
4	5	58.165 ^{3/2-}	55.503 ^{3/2-}	2.662	1.666	8.957	5.146	-0.375
4	6	64.977 ⁰⁺	64.085 ⁰⁺	0.892	6.812	8.582	-6.308	-6.861
4	7	65.481 ^{1/2+}	65.806 ^{1/2-}	-0.325	0.504	1.721	2.665	0.928
4	8	68.650 ⁰⁺	68.455 ⁰⁺	0.195	3.169	2.649	-5.179	-5.336
4	9	66.640 ^{1/2+}	65.768 ^{1/2+}	0.872	-2.010	-2.687	5.360	6.847
4	10	69.990 ⁰⁺	69.928 ⁰⁺	0.062	3.350	4.160		
5	2	24.720 ^{3/2-}	26.958 ^{3/2-}	-2.238				
5	3	37.738 ²⁺	39.598 ³⁺	-1.860	13.018	12.640	5.558	1.184
5	4	56.314 ^{3/2-}	53.422 ^{3/2-}	2.892	18.576	13.824	-10.139	-1.061
5	5	64.751 ³⁺	66.185 ³⁺	-1.434	8.437	12.763	3.017	-0.647
5	6	76.205 ^{3/2-}	78.301 ^{3/2-}	-2.096	11.454	12.116	-8.084	-7.197
5	7	79.575 ¹⁺	83.220 ¹⁺	-3.645	3.370	4.919	1.508	-0.100
5	8	84.453 ^{3/2-}	88.039 ^{3/2-}	-3.586	4.878	4.819	-3.908	-6.013
5	9	85.423 ²⁻	86.845 ⁴⁻	-1.422	0.970	-1.194	1.798	4.096
5	10	88.191 ^{3/2-}	89.747 ^{3/2-}	-1.556	2.768	2.902	-2.869	-3.734

续表

核素		结 合 能			单 中 子 分 离 能		奇 偶 质 量 差	
Z	N	EXP.	G=0.604MeV	ΔBE	EXP.	G=0.604MeV	EXP.	G=0.604MeV
5	11	88.090 ^(a) 0 ⁻	88.915 2 ⁻	-0.825	-0.101	-0.832	1.591	2.130
5	12	89.580 3/2 ⁻	90.213 3/2 ⁻	-0.633	1.490	1.298	-2.020	-2.685
5	13	89.050 ^(a)	88.826 2 ⁻	0.224	-0.530	-1.387	1.560	2.047
5	14	90.080 ^(a)	89.486 3/2 ⁻	0.594	1.030	0.660		
6	2	24.782 0 ⁺	26.961 0 ⁺	-2.179				
6	3	39.034 3/2 ⁻	41.972 3/2 ⁻	-2.938	14.252	15.011	7.034	2.536
6	4	60.320 0 ⁺	59.519 0 ⁺	0.801	21.286	17.547	-8.166	-1.219
6	5	73.440 3/2 ⁻	75.847 3/2 ⁻	-2.407	13.120	16.328	5.602	-0.988
6	6	92.162 0 ⁺	91.187 0 ⁺	0.975	18.722	15.340	-13.776	-7.444
6	7	97.108 1/2 ⁻	99.083 1/2 ⁻	-1.975	4.946	7.896	3.230	-0.377
6	8	105.284 0 ⁺	106.602 0 ⁺	-1.318	8.176	7.519	-6.957	-6.290
6	9	106.503 1/2 ⁺	107.831 5/2 ⁺	-1.328	1.219	1.229	3.031	2.725
6	10	110.753 0 ⁺	111.785 0 ⁺	-1.032	4.250	3.954	-3.521	-3.533
6	11	111.482	112.206 5/2 ⁺	-0.724	0.729	0.421	3.459	2.460
6	12	115.670 0 ⁺	115.087 0 ⁺	0.583	4.188	2.881	-4.028	-3.190
6	13	115.830	114.778 5/2 ⁺	1.052	0.160	-0.309	3.180	2.718
6	14	119.170	117.187 0 ⁺	1.983	3.340	2.409	-3.670	-3.110
6	15	118.840 ^(a)	116.486 1/2 ⁺	2.354	-0.330	-0.701	1.780	2.732
6	16	120.290 ^(a)	118.517 0 ⁺	1.773	1.450	2.031		
7	3	35.540	38.764 1 ⁺	-3.224				
7	4	58.350 1/2 ⁻	58.663 1/2 ⁻	-0.313	22.810	19.899	-7.119	-0.674
7	5	74.041 1 ⁺	77.888 1 ⁺	-3.847	15.691	19.225	4.373	-0.883
7	6	94.105 1/2 ⁻	96.230 1/2 ⁻	-2.125	20.064	18.342	-9.510	-7.221
7	7	104.659 1 ⁺	107.351 1 ⁺	-2.692	10.554	11.121	0.279	-0.670
7	8	115.492 1/2 ⁻	117.802 1/2 ⁻	-2.310	10.833	10.451	-8.342	-6.709
7	9	117.983 2 ⁻	121.544 2 ⁻	-3.561	2.491	3.742	3.391	1.360
7	10	123.865 1/2 ⁻	126.646 1/2 ⁻	-2.781	5.882	5.102	-3.057	-2.165
7	11	126.690 1 ⁻	129.583 2 ⁻	-2.893	2.825	2.937	2.503	2.077
7	12	132.018	134.597 1/2 ⁻	-2.579	5.328	5.014	-3.166	-3.264
7	13	134.180	136.347 2 ⁻	-2.167	2.162	1.750	2.448	2.313
7	14	138.790	140.410 1/2 ⁻	-1.620	4.610	4.063	-3.390	-2.500
7	15	140.010	141.973 0 ⁻	-1.963	1.220	1.563	1.200	1.504
7	16	142.430	145.040 1/2 ⁻	-2.610	2.420	3.067		

续表

核素	Z < N	结 合 能			单 中 子 分 离 能		奇 偶 质 量 差	
		EXP.	G=0.604MeV	ΔBE	EXP.	G=0.604MeV	EXP.	G=0.604MeV
8	4	58.530 0 ⁺	58.766 0 ⁺	-0.236				
8	5	75.558 3 /2 ⁻	79.958 3 /2 ⁻	-4.400	17.028	21.192	6.147	-0.547
8	6	98.733 0 ⁺	100.603 0 ⁺	-1.870	23.175	20.645	-9.952	-6.619
8	7	111.956 1 /2 ⁻	114.629 1 /2 ⁻	-2.673	13.223	14.026	2.440	-0.768
8	8	127.619 0 ⁺	127.887 0 ⁺	-0.268	15.663	13.258	-11.519	-7.100
8	9	131.763 5 /2 ⁺	134.045 5 /2 ⁺	-2.282	4.144	6.158	3.900	0.717
8	10	139.807 0 ⁺	140.920 0 ⁺	-1.113	8.044	6.875	-4.087	-1.604
8	11	143.764 5 /2 ⁺	146.191 5 /2 ⁺	-2.427	3.957	5.271	3.650	0.761
8	12	151.371 0 ⁺	152.223 0 ⁺	-0.852	7.607	6.032	-3.801	-1.598
8	13	155.177 5 /2 ⁺	156.657 5 /2 ⁺	-1.480	3.806	4.434	3.047	0.968
8	14	162.030 0 ⁺	162.059 0 ⁺	-0.029	6.853	5.402	-4.113	-1.642
8	15	164.770	165.819 1 /2 ⁺	-1.049	2.740	3.760	0.970	0.246
8	16	168.480 0 ⁺	169.825 0 ⁺	-1.345	3.710	4.006		

计算中取质子和中子的对力强度相等(G). 基态自旋宇称实验值取自文献[20,21].

从表 2 可以看到, 就所列的核素, 当不考虑对相互作用时, 理论计算的结合能要小于实验值. 从单中子分离能上看, 对于中子滴线附近的一些同位素, 理论预言的单中子发射稳定性与实验不符. 从奇偶质量差上看, 理论不能反映实际存在的奇偶差. 对其它未列入的轻核, 结果也相同. 当考虑了对相互作用后, 从表 3 中可以看到, 这些方面都得到改善. 而且对绝大多数同位素, 理论计算值和实验数据接近. 这表明对相互作用在这些核中确实有明显的贡献. 但也要看到, 即使对于质子数和中子数相差较远的核素, 这里用一个平均的对力强度计算所有核得到的奇偶质量差与实验数据间是有一定差异的, 所以这种方法只是一种粗略的近似. 值得注意的是对大部分离线核的结合能, 理论和实验都没有严重的分歧. 可以预期: 通过采用适当的核子间的相互作用, 可能得到对不同的同位素链的结合能的统一描写. 另一方面, 在表 3 中可见到, 对 ${}^8\text{Be}$, 计算的结合能要比实验值小 $\sim 10.0\text{MeV}$. 其余各种势计算的结果也类似. 实验上, ${}^8\text{Be}$ 的结合能只比两倍 ${}^4\text{He}$ 的结合能小一点, 可见集团结构在此核中可能占很大优势. 关于奇偶质量差, 可以发现对质子数和中子数接近的核素, 或者更确切地说对于质子和中子处于相同轨道的核素, 理论值和实验值有明显的差异, 而且很多符号也不相符. 我们知道在质子和中子处于相同轨道时, 尤其是在轻核中, 质子和中子间的相互作用有明显的贡献. 这些分歧是否可以通过考虑质子和中子间的相互作用去解决是一个待研究的问题.

3.3 基态自旋宇称

表 3 中还列举了基态自旋宇称的计算值和可能找到的实验值. 其中奇奇核的基态自旋宇称的理论值是在考虑同种核子的对相互作用得到的质子、中子的自旋宇称基础上采

用 Nordheim 规则^[16]得到的. 从表中可见, 对于有基态自旋宇称实验数据的偶偶核和奇 A 核, 除 ${}^{11}\text{Be}$ 、 ${}^{15}\text{C}$ 外, 其余的基态自旋宇称的实验值与理论值一致. 计算得到的 ${}^{11}\text{Be}$ 的 $(1/2)^+$ 态的能量是 61.239MeV , ${}^{15}\text{C}$ 的 $(1/2)^+$ 态的能量是 106.379MeV , 它们分别要比计算的基态能高出 4.567MeV 和 1.452MeV . 对 ${}^{11}\text{Be}$ 估计在此很难能通过考虑对相互作用去解决. 值得提到的是这两个核的基态自旋宇称曾在壳模型中通过强的质子和中子间相互作用得到过解释^[17, 18]. 理论上假设大的形变也曾给出正确的 ${}^{11}\text{Be}$ 基态自旋宇称^[19].

对于奇奇核的基态自旋宇称, 理论与实验符合的约占一半, 这也是要进一步讨论的问题.

4 截断能量大小和无穷位垒的位置对结合能及核子的空间分布的影响

采用 BCS 或 PNC 方法处理对相互作用涉及的一个问题是截断能量大小的任意性对计算的影响. 另一个问题与计算中为了得到一组正交归一的单粒子态而采用在某一位置

表 4 在不同的截断能量 (EC) 情形下, 用 Z_0 势计算的轻丰中子核结合能 (BE) 和核子分布的均方根半径 (R)

核素		BCS ₂ 方法				PNC 方法			
Z	N	$BE(\text{MeV})$	$R(\text{fm})$	$BE(\text{MeV})$	$R(\text{fm})$	$BE(\text{MeV})$	$R(\text{fm})$	$BE(\text{MeV})$	$R(\text{fm})$
		$EC=10.0\text{MeV}$		$EC=15.0\text{MeV}$		$EC=12.0\text{MeV}$		$EC=16.0\text{MeV}$	
		$G_n=0.800\text{MeV}$		$G_n=0.491\text{MeV}$		$G_n=0.765\text{MeV}$		$G_n=0.578\text{MeV}$	
2	2	25.995	2.110	25.995	2.110	25.995	2.110	26.020	2.112
2	3	26.215	2.426	26.215	2.426	26.215	2.426	26.172	2.426
2	4	28.060	3.004	27.822	3.157	29.168	3.266	29.229	3.358
2	5	26.767	3.068	26.732	3.217	28.324	3.341	28.451	3.416
2	6	28.509	3.473	28.645	3.714	30.490	3.534	30.719	3.554
		$EC=10.0\text{MeV}$		$EC=15.0\text{MeV}$		$EC=12.0\text{MeV}$		$EC=16.0\text{MeV}$	
		$G_n=0.752\text{MeV}$		$G_n=0.551\text{MeV}$		$G_n=0.783\text{MeV}$		$G_n=0.632\text{MeV}$	
8	8	126.379	2.673	126.379	2.673	126.535	2.673	126.605	2.674
8	9	132.237	2.716	132.236	2.716	132.349	2.716	132.344	2.717
8	10	140.151	2.778	140.001	2.809	139.538	2.800	139.715	2.819
8	11	144.624	2.812	144.507	2.834	144.441	2.839	144.593	2.854
8	12	151.510	2.867	151.475	2.919	151.396	2.927	151.120	2.930
8	13	154.538	2.901	154.434	2.929	154.935	2.968	154.908	2.963
8	14	160.510	2.946	160.671	3.011	160.841	3.022	160.717	3.032
8	15	163.312	2.962	163.312	2.963	164.033	3.038	164.155	3.033
8	16	167.141	3.139	166.656	3.132	168.897	3.120	169.589	3.145

无穷位垒位置: $R_0=10.0\text{fm}$. 计算中没有考虑质子对相互作用的贡献.

表5 在不同的无穷位垒位置(R_∞)情形下, 用 Z'_σ 势计算的轻丰中子核结合能(BE)和核子分布的均方根半径(R)

核素		BCS ₂ 方法				PNC 方法			
Z	N	BE(MeV)	R(fm)	BE(MeV)	R(fm)	BE(MeV)	R(fm)	BE(MeV)	R(fm)
		$R_\infty = 10.0\text{fm}$ $G_n = 0.800\text{MeV}$		$R_\infty = 12.0\text{fm}$ $G_n = 0.515\text{MeV}$		$R_\infty = 10.0\text{fm}$ $G_n = 0.765\text{MeV}$		$R_\infty = 12.0\text{fm}$ $G_n = 0.489\text{MeV}$	
2	2	25.995	2.110	25.995	2.110	25.995	2.110	25.995	2.110
2	3	26.215	2.426	26.189	2.480	26.215	2.426	26.189	2.480
2	4	28.060	3.004	27.952	3.601	29.168	3.266	29.845	4.081
2	5	26.767	3.068	27.016	3.700	28.324	3.341	29.150	4.139
2	6	28.509	3.473	29.090	4.348	30.490	3.534	31.473	4.212
		$R_\infty = 10.0\text{fm}$ $G_n = 0.752\text{MeV}$		$R_\infty = 14.0\text{fm}$ $G_n = 0.489\text{MeV}$		$R_\infty = 10.0\text{fm}$ $G_n = 0.783\text{MeV}$		$R_\infty = 14.0\text{fm}$ $G_n = 0.457\text{MeV}$	
8	8	126.379	2.673	126.381	2.673	126.535	2.673	126.434	2.673
8	9	132.237	2.716	132.238	2.717	132.349	2.716	132.276	2.717
8	10	140.151	2.778	139.541	2.830	139.538	2.800	139.252	2.908
8	11	144.624	2.812	144.316	2.845	144.441	2.839	144.945	3.062
8	12	151.510	2.867	150.821	2.944	151.396	2.927	151.996	3.220
8	13	154.538	2.901	154.397	2.919	154.935	2.968	155.868	3.255
8	14	160.510	2.946	160.172	3.018	160.841	3.022	161.986	3.328
8	15	163.312	2.962	163.358	3.093	164.033	3.038	164.994	3.320
8	16	167.141	3.139	168.372	3.730	168.897	3.120	169.771	3.422

BCS₂的单粒子能量截断在 10.0MeV, PNC的组态能量截断在 12.0MeV. 计算中没有考虑质子对相互作用的贡献.

处设置无穷位垒的方法有关. 在理论上, 该位垒的位置是任意的, 它使得所得到的具有正能量 HF 单粒子态的能量及其波函数具有任意性. 因此, 也必须考虑它们对计算本身的影响.

为此, 我们分别在不同的截断能量大小和不同的无穷位垒位置情况下做了计算. 表 4、5 中都只考虑了中子间的对相互作用. 表 4 表明, 无论采用何种方法处理对相互作用, 为了得到一定的奇偶质量差, 截断能量的变化要求相应调整对相互作用强度, 但对结合能没有明显的影响. 用 PNC 方法处理对相互作用时, 核子的空间分布也不受明显影响. 但是用 BCS 方法处理对相互作用时, 对像氦这样核子数很少的核, 核子的空间分布随单粒子截断能量的变化会发生一定的改变. 从表 5 中可以看到, 随着无穷位垒位置的不同, 为了得到一定的奇偶质量差, 也需调整对相互作用强度, 而且这种调整确实给出合理的结果——几乎相同的结合能. 但是, 在无穷位垒位置不同的情况下, 关于核子的空间分布不能得到确定的结果: 当无穷位垒位置移远时, 虽然对力强度已做了调整, 核子分布的均方根半径仍将变大, 而且, 核素离 β 稳定线越远, 计算的核子分

布均方根半径变化的幅度越大。所以,当组态空间包括非束缚 HF 单粒子态时,这里采用的方法虽然能够较好地再现核能量和奇偶质量差,但却不能唯一确定核子的空间分布,因此不适合于讨论有关问题。能否采用其他的方法解决该问题是今后要研究的课题。

5 结 论

通过比较用 BCS 方法和 PNC 方法处理同种核子间的对相互作用,发现在轻核中它们的差别不大。对轻核所作的系统计算表明,采用适当的 Skyrme 势,如 Z_σ^* 和 E_σ , 在 β 稳定线附近适用的密度相关 Hartree-Fock 理论,结合 PNC 方法考虑同种核子间的对相互作用,仍可以描写绝大多数轻核基态的性质。

在计算中也发现一些有待研究的问题,如个别的核的结合能和一些核的奇偶质量差与实验差别较大;个别奇 A 核和一些奇奇核的自旋宇称也不对;同种核子的对相互作用和质子、中子间的相互作用如何随核子数、核子所处状态而变化及其产生的影响;离线核的核子空间分布的计算方法等。

感谢中国原子能科学研究院核物理研究所的白希祥同志和中国核数据中心的苏宗涤同志曾给予的帮助。

参 考 文 献

- [1] I. Tanihata *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985) 2676.
- [2] W. Mitting *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 1889.
- [3] I. Tanihata *et al.*, *Phys. Lett.*, **B206** (1988) 592.
- [4] Fukuda *et al.*, *Phys. Lett.*, **B268** (1991) 339.
- [5] T. Kobayash *et al.*, *Phys. Lett.*, **B232** (1989) 51.
- [6] I. Tanihata *et al.*, *Phys. Lett.*, **B287** (1992) 307.
- [7] B. Jonson, *Nucl. Phys.*, **A574** (1994) 151c.
- [8] D. Vautherin *et al.*, *Phys. Rev.*, **C5** (1972) 626.
- [9] D. Vautherin, *Phys. Rev.*, **C7** (1973) 296.
- [10] J. Friedrich *et al.*, *Phys. Rev.*, **C33** (1986) 335.
- [11] D. S. Brenner *et al.*, *Phys. Lett.*, **B243** (1990) 1.
- [12] N. V. Zamfir *et al.*, *Phys. Rev.*, **C43** (1991) 2879.
- [13] J. Y. Zeng *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A405** (1983) 1.
- [14] G. Audi, A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.*, **A565** (1993) 1.
- [15] M. Brack *et al.*, *Phys. Rept.*, **123** (1985) 275.
- [16] 胡济民、杨伯君、郑春开,原子核理论,1卷,原子能出版社,1993,54.
- [17] I. Talmi, I. Unna, *Phys. Rev. Lett.*, **4** (1960) 469.
- [18] I. Talmi, *Rev. Mod. Phys.*, **34** (1962) 704.
- [19] I. Ragnarsson *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A361** (1981) 1.
- [20] 中国核数据库 1994, 中国核数据中心.
- [21] H. Sagawa, *Phys. Lett.*, **B286** (1992) 7.

Microscopic Calculations of Light Nuclei Structure

Bai Xinhua Hu Jimin

(Department of Technical Physics, Peking University, Beijing 100871)

Received 18 January 1996

Abstract

Taking Z_v^* and E_v as the effective interactions in Hartree-Fock theory, the comparison between the calculations by using two methods for treatment of pairing interaction is carried out. The validity and limits of the methods for reproducing the ground-state properties of the light nuclei from helium to oxygen are also discussed

Key words nuclei far from β -stability line, Skyrme potential, Hartree-Fock approximation, BCS method and PNC method.