

自相似结构壳模型*

王正大 张晓东

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

王 晓 春

(兰州大学现代物理系 兰州 730000)

王 晓 斌

(中国科学技术大学 合肥 230026)

摘要 为了扩展以简谐振子为基矢的常规壳模型(SM)计算到晕核,提出了自相似结构壳模型(SSM).通过对简谐振子动能项和势能项的重度规以及单粒子平均场模拟,可以得到SSM中的单粒子轨道有态相关的圆频率.在SSM中,晕核大的均方根半径、厚的中子皮以及 Borromean 晕核 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^{11}\text{Li}$ 和 ${}^{14}\text{Be}$ 的束缚态性质能够再现出来.

关键词 重度规 平均场模拟 Borromean 核

1 引言

各种理论近似用来解释滴线上轻核的实验数据^[1-11].实验上显示了 ${}^{11}\text{Li}$ 的单粒子密度分布比常规壳模型所计算的更宽^[2].这意味着有必要改进常规壳模型的波函数.目前的实验^[9]和理论研究^[1,6]使我们认识到单粒子的振子波函数有态相关的圆频率,而通常文献中此态相关的圆频率是由实验确定的.在这篇文章中,单粒子轨道由量子数 n, l 和 j 标记($N = 2n + 1$).对于单粒子的平均场, Woods-Saxon势是逼真的,但是, Woods-Saxon势的解不是解析的.以简谐振子为基的常规壳模型的单粒子谱,已经建立大约半个世纪了.为了保持常规壳模型的单粒子谱,并改进常规壳模型的单粒子波函数,一个下移的逼近 Woods-Saxon势的简谐振子势 $V_{\text{ws}}(r) \approx U_{\text{os}}(r) + V_c(nl)$ 是必要的.这里描述的下移的量 $V_c(nl)$ 与单粒子组态有关,并能通过用简谐振子模拟 Woods-Saxon势推导出来. SSM中的单粒子 Hamiltonian量 H_s 由常规壳模型中的 Hamiltonian量 H_{s0} 加上负常数项 $V_c(nl)$ 构成. H_s 的解析解可以用 SSM中的重度规方法推导出来.由于 SSM中的单粒子波函数有

1997-03-14收稿

* 中国科学院LWTZ-1298和国家自然科学基金资助

态相关的圆频率,对轻核,特别是滴线核如 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^{11}\text{Li}$ 和 ${}^{14}\text{Be}$,核子在坐标空间和动量空间的几率分布能够合理地再现出来.在第二节和第三节中,将细致地介绍SSM中的重度规方法和平均场模拟方法.在第四节将讨论SSM中的计算结果.值得注意的是在SSM中负能量的单粒子组态是束缚态,正能量组态不是束缚态,滴线上中子和质子的分离能等于零.这点,对Borromean核 ${}^6\text{He}$ 、 ${}^{11}\text{Li}$ 和 ${}^{14}\text{Be}$ 是很重要的,对于Borromean核最后一个中子的分离能与单粒子能量的绝对值相等.SSM的目标是在壳模型的框架下,对丰中子轻核作一个统一的描述.

2 重度规方法

正如我们所知道的,由于简化的缘故,简谐振子首先被采用作为单粒子平均场.简谐振子位加上修正项 $D_L^0 \hat{L}^2$ 和负常数项 $V_c(nl)$ 近似等价于Woods-Saxon位^[12,13].由于忽略了常数位能项,常规壳模型给出了正的单粒子能量.忽略负的常数项意味着此常数项未包含核的信息.然而,我们发现此常数项和常规壳模型中的自旋-轨道耦合项能够改进单粒子的径向波函数,给出很多关于晕核的信息.

SSM中的Hamiltonian量 H_s 由常规壳模型中的Hamiltonian量 H_{s0} ^[12,13]加上一个负常数项 $V_c(nl)$ 构成.

$$H_s = H_{s0} + V_c(nl), \quad (1)$$

$$H_{s0} = H_0 + C_{ls}^0 \hat{L} \cdot \hat{S} + D_l^0 \hat{L}^2, \quad (2)$$

$$H_0 = T + U_{os}(r) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{m}{2} \omega_0^2 r^2, \quad (3)$$

$$H_{s0} \psi_{nlj}^{s0}(\alpha_0 r, \theta, \varphi) = [(N+3/2)\hbar\omega_0 + C_{ls}^0 n_{ls} + D_l^0 l(l+1)] \psi_{nlj}^{s0}(\alpha_0 r, \theta, \varphi) = \varepsilon_{nlj}^{s0} \psi_{nlj}^{s0}(\alpha_0 r, \theta, \varphi), \quad (4)$$

这里,对于 $j = l - 1/2$ 的组态 $n_{ls} = -(l+1)$,对 $j = l + 1/2$ 的组态 $n_{ls} = l$.

$$H_0 \psi_{nlj}^{s0}(\alpha_0 r, \theta, \varphi) = (N+3/2)\hbar\omega_0 \psi_{nlj}^{s0}(\alpha_0 r, \theta, \varphi). \quad (5)$$

为了找到SSM中的波函数 ψ_{nlj}^s 和SM中的波函数 ψ_{nlj}^{s0} 之间的关系,让SSM中的Hamiltonian量 H_s 作用在SM的波函数 ψ_{nlj}^{s0} 上

$$H_s \psi_{nlj}^{s0} = [V_c(nl) + (N+3/2)\hbar\omega_0 - 2\kappa_0 n_{ls} \hbar\omega_0 - \kappa_0 \mu_0 l(l+1)\hbar\omega_0] \psi_{nlj}^{s0}(\alpha_0 r, \theta, \varphi) = -\left[\frac{-V_c(nl)}{(N+3/2)\hbar\omega_0} + \frac{2\kappa_0 n_{ls}}{N+3/2} + \frac{\kappa_0 \mu_0 l(l+1)}{N+3/2} - 1 \right] H_0 \psi_{nlj}^{s0} = -c_{nlj}^2 H_0 \psi_{nlj}^{s0}, \quad (6)$$

$$c_{nlj} = \left[\frac{-V_c(nl)}{(N+3/2)\hbar\omega_0} + \frac{2\kappa_0 n_{ls}}{N+3/2} + \frac{\kappa_0 \mu_0 l(l+1)}{N+3/2} - 1 \right]^{1/2}, \quad (7)$$

这里 κ_0 和 μ_0 表示如下

$$\kappa_0 = -\frac{C_{ls}^0}{2\hbar\omega_0}, \quad (8)$$

$$\mu_0 = \frac{2D_l^0}{C_{ls}^0}, \quad (9)$$

这里 ω_0 和 C_{ls}^0 是常规壳模型中的圆频率和自旋轨道耦合系数. (7) 式中的 c_{nlj} 因子对于改进 SM 中的简谐振子波函数非常重要. H_s 和 c_{nlj}^2 分别作用在 ψ_{nlj}^{s0} 上可得到如下的关系:

$$-H_s = c_{nlj}^2 H_0 = c_{nlj}^2 \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \frac{m}{2} \omega_0^2 (x^2 + y^2 + z^2) \right] =$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial \left(\frac{x}{c_{nlj}} \right)^2} + \frac{\partial^2}{\partial \left(\frac{y}{c_{nlj}} \right)^2} + \frac{\partial^2}{\partial \left(\frac{z}{c_{nlj}} \right)^2} \right) + \frac{m}{2} (\omega_0 c_{nlj}^2)^2 \left(\left(\frac{x}{c_{nlj}} \right)^2 + \left(\frac{y}{c_{nlj}} \right)^2 + \left(\frac{z}{c_{nlj}} \right)^2 \right) \right], \quad (10)$$

$$H_s \psi_{nlj}^s(\alpha_s r, \theta, \varphi) = \varepsilon_{nlj}^s(0) \psi_{nlj}^s(\alpha_s r, \theta, \varphi), \quad (11)$$

H_s 的作用不但使得单粒子能量为负值, 而且产生了一个带有新的圆频率的简谐振子.

$$\omega_s = c_{nlj}^2 \omega_0, \quad (12)$$

H_s 的本征波函数 $\psi_{nlj}^s(\alpha_s r, \theta, \varphi)$ 和 H_{s0} 的本征波函数 $\psi_{nlj}^{s0}(\alpha_0 r, \theta, \varphi)$ 的数学形式是相同的. 但是圆频率和归一化常数是不同的.

$$\alpha_0 = \left(\frac{m\omega_0}{\hbar} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

$$\alpha_s = c_{nlj} \alpha_0, \quad (14)$$

这里, $(c_{nlj})^{-1}$ 等于坐标空间中的尺度系数. 由于 $\omega_s = c_{nlj}^2 \omega_0$, 正比于 $\varepsilon_{nlj}^s(0)$. 有小的结合能的单粒子态有松散的结构, 反之亦然. 由于 H_s 的本征函数 $\psi_{nlj}^s(\alpha_s r, \theta, \varphi)$ 和 H_{s0} 的本征函数 $\psi_{nlj}^{s0}(\alpha_0 r, \theta, \varphi)$ 的数学形式相同. SSM 中的单粒子组态没有改变. SM 和 SSM 对应组态的单粒子几率分布有一个几何上相似的图形, 正如以前所证明的那样^[14]. 因此, 在 SSM 中不存在质心移动的困难. 简谐振子波函数在坐标空间和动量空间有相同的数学形式. 由于在求解 Schrodinger 方程中, 坐标变换系数 α_s 和动量变换系数 β_s 之间存在如下关系

$$\beta_s = \frac{1}{\alpha_s \hbar}, \quad (15)$$

所以坐标空间中粒子几率分布的一个膨胀, 对应动量空间中几率分布的一个线性压缩, 这意味着角动量守恒成立. SSM 中的单粒子组态在重度规过程中没有改变. 当 c_{nlj}^2 是负值和 α_s 是虚数时, 单粒子的能量是正的, 单粒子组态在空间坐标中不是束缚的. 在 SSM 中, 有一个正单粒子能量的简谐振子解对 Borromean 核的研究非常重要.

3 平均场模拟

正如我们所知道的, 用 Woods-Saxon 位模拟真实的单粒子平均场是比较好的, Woods-Saxon 位有一个深度 V_0 和一个等于核半径的宽度 R_w .

$$V_{ws}(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_w}{a(A)}\right) \right]^{-1}, \quad (16)$$

$$a(A) = a_0 \left[1 + \exp\left(\frac{7.850 - A}{3.035}\right) \right]^{-1}, \quad (17)$$

这里, V_0 是作为真实平均场的位的深度. 因子 $a(A)$ 反映了 Woods-Saxon 位井壁的陡度, 和简谐振子位井壁相似, 对轻核陡度较大. 为了得到一个单粒子波函数的解析解, 真实的平均场近似为一个简谐振子位加上负的常数项 $V_c(nl)$. 在求解 Schrödinger 方程中, 为了得到一个合理的简谐振子解, Woods-Saxon 位和简谐振子位之间的模拟是十分重要的. 在 SSM 中, 负的常数项 $V_c(nl)$ 依赖于单粒子组态, 可以通过平均场模拟确定出来. SSM 平均场模拟是在 SM 中的单粒子轨道的均方根半径处 $r = r_{r.m.s.}$ 进行的,

$$U_{os}(r_{r.m.s.}) + V_c(nl) = V_{ws}(r_{r.m.s.}), \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} [U_{os}(r) + V_c(nl)]|_{r=r_{r.m.s.}} = \frac{\partial}{\partial r} U_{os}(r)|_{r=r_{r.m.s.}} = \frac{\partial}{\partial r} V_{ws}(r)|_{r=r_{r.m.s.}} \quad (19)$$

和

$$U_{os}(r_{r.m.s.}) = \frac{m}{2} \omega_0^2 r_{r.m.s.}^2 = \frac{1}{2} (N + 3/2) \hbar \omega_0, \quad (20)$$

于是能够推导出 $V_c(nl)$ 和单粒子组态之间的关系,

$$V_c(nl) = -\frac{1}{2} (N + 3/2) \hbar \omega_0 + V_0 \left(\frac{1 + (1 + 4C_{nl})^{1/2}}{2} \right), \quad (21)$$

这里

$$C_{nl} = [(N + 3/2)]^{1/2} a(A) \alpha_0 \frac{\hbar \omega_0}{V_0}. \quad (22)$$

由于振子位的深度不等于真实平均场的深度, 单粒子能量等于用一个下移的振子位计算的单粒子能量减去一个深度差 $\Delta_{nl}(V)$

$$\varepsilon_{nlj}^s = \varepsilon_{nlj}^s(0) - \Delta_{nl}(V), \quad (23)$$

$$\Delta_{nl} V = V_c(nl) - V_0, \quad (24)$$

这意味着在 SSM 中的 ε_{nlj}^s 等于 SM 中的单粒子能量 ε_{nlj}^{s0} 加上一个常数项 V_0 ,

$$\varepsilon_{nlj}^s = \varepsilon_{nlj}^{s0} + V_0. \quad (25)$$

4 结果和讨论

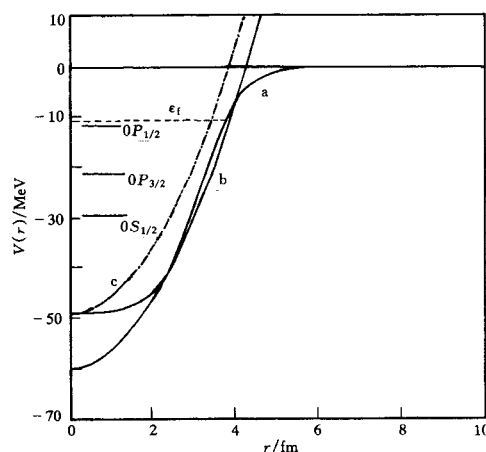
对轻核, 在 SSM 中计算用到的全部参数如下:

$$V_0 = -49.223(\text{MeV}), \quad \hbar \omega_0 = 37.218 A^{1/3}(\text{MeV}),$$

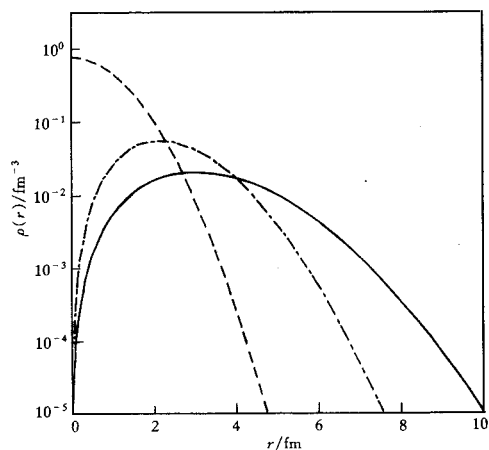
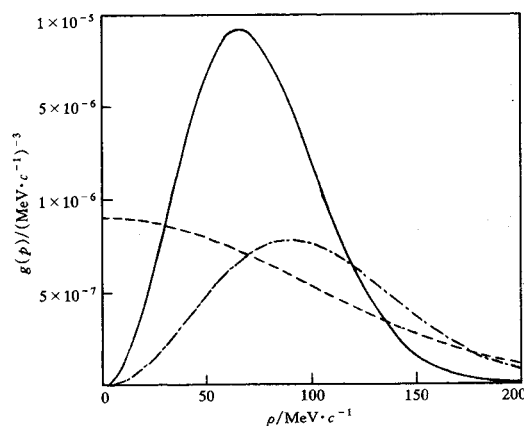
$$\alpha_0 = 0.65 \text{fm}, \quad \kappa_0 = 0.0964, \quad \mu_0 = 0.0.$$

对于轻核, 本文计算了单粒子能级, 在坐标空间和动量空间的单粒子几率分布. 简谐振子位和 Woods-Saxon 位之间的模拟是非常重要的. 对于 ^{11}Li 的 $0P_{3/2}$ 和 $0P_{1/2}$ 组态, 图 1 显示了一个漂亮的平均场模拟. 曲线 a 表示深度为 $V_0 = -49.223 \text{MeV}$, 宽度为 $R_w = 3.1 \text{fm}$ 和 $a_0 = 0.65 \text{fm}$ 的 Woods-Saxon 势; 曲线 b 表示 $\hbar \omega_0 = 37.218 A^{-1/3}$ 和下移量 $V_c(01) = -59.969 \text{MeV}$ 的简谐振子位. 对 $0P_{3/2}$ 和 $0P_{1/2}$ 轨道的平均场模拟是很好的; 曲线 c 表示简谐振子位具有 $\hbar \omega_0 = 37.218 A^{-1/3}$, 下移量等于真实平均场的深度 $v_0 =$

-49.223 MeV, 不能模拟作为真实平均场的 Woods-Saxon 位. 图中 ϵ_f 被定义为费米能. 对于 ^{11}Li 的 $0S_{1/2}$, $0P_{3/2}$ 和 $0P_{1/2}$ 组态, 计算的单粒子能量和均方根半径列在表 1 中. ^{11}Li 的最后一个中子的分离能 +0.934 MeV 加上 ^{10}Li 的最后一个中子的分离能 -0.624 MeV 等于 +0.310 MeV. 对应于两个晕中子的实验分离能 $(0.310 \pm 0.04) \text{ MeV}^{[11]}$. ^{11}Li 的均方根半径 3.27 fm 对应 ^{11}Li 的物质半径的实验值 $(3.10 \pm 0.17) \text{ fm}^{[10]}$. $0P_{1/2}$ 轨道的均方根半径 4.709 fm 对应 ^{11}Li 中子晕的均方根半径. 计算的结果列在表 1 和表 3 中. ^{11}Li 的巨中子晕是自旋轨道耦合项导致的. 自旋轨道耦合项使得 $0P_{1/2}$ 轨道有十分松散的结构和在坐标空间中非常宽的粒子几率分布. 在 SM 中, $0P_{3/2}$ 和 $0P_{1/2}$ 组态的径向波函数是相同的, 因此不可能发现 $0P_{3/2}$ 和 $0P_{1/2}$ 的径向波函数的分离. 在坐标空间中, $0S_{1/2}$, $0P_{3/2}$ 和 $0P_{1/2}$ 的单粒子几率分布显示在图 2 中. 显然, $0P_{1/2}$ 的单粒子空间分布比 $0P_{3/2}$ 的宽阔. 图 3 给出了在动量空间中 $0S_{1/2}$, $0P_{3/2}$ 和 $0P_{1/2}$ 组态的单粒子密度分布.

图1 ^{11}Li 的平均场模拟和单粒子能级表 1 对 ^{11}Li 核的 $0S_{1/2}$, $0P_{3/2}$ 和 $0P_{1/2}$ 组态在坐标空间和动量空间中的单粒子能量和波函数

组态	$\epsilon_{i,j}^s/\text{MeV}$	α_s/fm^{-1}	$r_{\text{r.m.s.}}/\text{fm}$	$\beta_s/(\text{MeV}/c)^{-1}$	$p_{\text{r.m.s.}}/(\text{MeV}/c)$
$0S_{1/2}$	-24.121	0.687	1.78	7.4×10^{-3}	1.66×10^2
$0P_{3/2}$	-10.612	0.454	3.48	1.1×10^{-2}	1.42×10^2
$0P_{1/2}$	-0.934	0.336	4.71	1.5×10^{-2}	1.05×10^2

图 2 对 ^{11}Li 核, 在坐标空间中 $0S_{1/2}$, $0P_{3/2}$ 和 $0P_{1/2}$ 的单粒子密度分布---- $0S_{1/2}$; - · - · - $0P_{3/2}$; — $0P_{1/2}$.图 3 对 ^{11}Li 核, 在动量空间中 $0S_{1/2}$, $0P_{3/2}$ 和 $0P_{1/2}$ 的单粒子密度分布

曲线表示同图 2.

对 ^6He , $0S_{1/2}$ 和 $0P_{3/2}$ 单粒子能级和均方根半径分别是列在表 2 中. ^6He 最后一个中子分

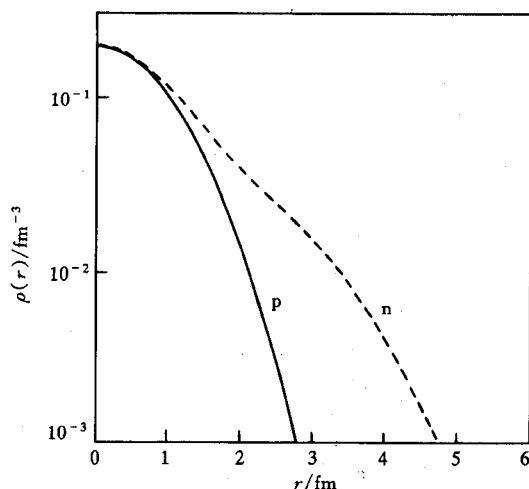
表 2 对⁶He 核的 $0S_{1/2}$ 和 $0P_{3/2}$ 组态在坐标空间和动量空间中的单粒子能量和波函数

组态	$\epsilon_{ij}^s/\text{MeV}$	α_s/fm^{-1}	$r_{\text{r.m.s.}}/\text{fm}$	$\beta_s/(\text{MeV}/c)^{-1}$	$p_{\text{r.m.s.}}/(\text{MeV}/c)$
$0S_{1/2}$	-18.501	0.688	1.78	7.4×10^{-3}	1.66×10^2
$0P_{3/2}$	-1.967	0.457	3.46	1.1×10^{-2}	1.43×10^2

表 3 Borromean 晕核⁶He、¹¹Li 和¹⁴Be 的束缚态性质

核素	$\frac{E_{\text{valence}}}{(\text{MeV})}$	$\frac{S_{2n}}{(\text{MeV})}$	$\frac{S_{2n}(\text{exp})}{(\text{MeV})}$	$\frac{R_n}{(\text{fm})}$	$\frac{R_n(\text{exp})}{(\text{fm})}$	$\frac{R_{2n}}{(\text{fm})}$
⁵ He	0.994					
⁶ He	-1.967	0.973	0.973 ± 0.001	2.47	2.57 ± 0.1	3.46
¹⁰ Li	0.624					
¹¹ Li	-0.934	0.310	0.310 ± 0.04	3.27	3.10 ± 0.17	4.71
¹³ Be	0.074					
¹⁴ Be	-1.129	1.055	1.34 ± 0.11	3.75	3.16 ± 0.38	6.04

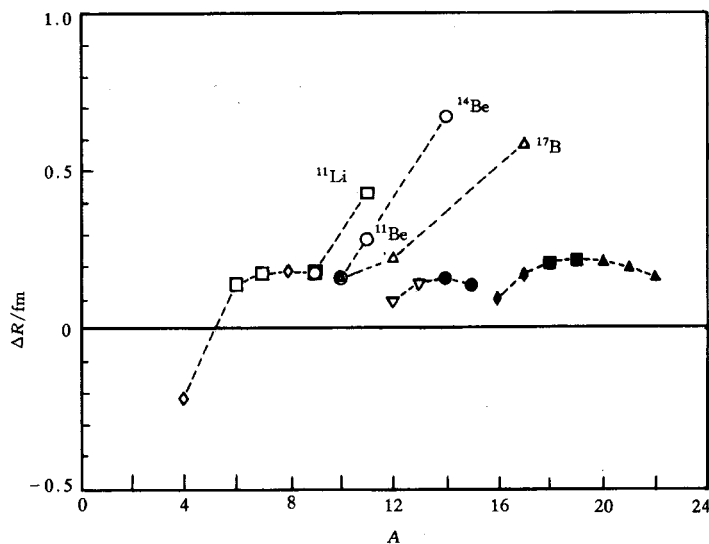
计算的价中子单粒子能量 $\epsilon_{\text{valence}}^s$, 两中子分离能 S_{2n} , 均方根半径 R_n 和晕中子的均方根半径 R_{2n} . 实验数据来源于文献 [7-11].

图 4 对⁶He, 在坐标空间中中子和质子的密度分布

厚中子皮不可能借助 SM 得到解释. 图 4 给出了在坐标空间中⁶He 的中子和质子的密度分布. 图 5 显示了轻核的均方根半径和质量数 A 之间的关系, 这里半径差等于原子核的均方根半径减去液滴模型的通常核半径 $\Delta R = R_{\text{r.m.s.}} - R, R = r_0 A^{1/3}, r_0 = 1.28 \text{fm}$, 对轻核 r_0 比 1.2fm 大一点. 晕核¹¹Li、¹¹Be、¹⁴Be 和¹⁷B 值比正常核明显大一些. 对于丰中子轻核, 中子晕的兴起和衰落清楚地显示在图 5 之中. 在 SSM 中, Borromean 核的束缚态性质能够被再现出来, 计算的结果列在表 3 中.

这篇文章中, 没有考虑静电相互作用、同位旋相关项和组态混杂, 全部计算基于 SSM 中的独立粒子轨道. 在 SSM 中, 没有任何新的输入, 奇异核和非奇异核同样好地被描述了. 由于 (1) SSM 中的单粒子能量等于 SM 中的单粒子能量加上一个负常数项, 使得 SM 中的正单粒子能量平行移动到了负能量, 并保持了 SM 中的能谱序列; (2) SSM 中的单粒子波函数有态相关的圆频率. 因此, 能够再现¹¹Li 的中子晕、⁶He 的中子皮, 以及 Borromean 核的束缚

离能 + 1.967MeV 加上⁵He 的最后一个中子的分离能 - 0.993MeV, 对应⁶He 的双中子实验分离能 (0.973 ± 0.001) MeV. ⁶He 的均方根半径是 2.47fm, 对应⁶He 物质半径的实验值 (2.57 ± 0.1) fm. 质子和中子的均方根半径分别是 2.75fm 和 1.78fm. 中子皮的厚度是 0.97fm. ⁶He 中子皮厚度的实验值大约是 1fm^[9]. 厚的中子皮来源于⁶He 中的 $0S_{1/2}$ 和 $0P_{3/2}$ 的不同尺度参数. 计算的结果列在表 2 和表 3 中. 通过简单的计算可知, 在 SM 中, ⁶He 的中子皮厚度远小于 1fm. 由于大尺度的轨道 $0P_{3/2}$ 在 SM 中不可能被揭示出来, ⁶He 的

图 5 对轻核, 半径差 ΔR 和质量数 A 之间的关系

◇ He; □ Li; ○ Be; △ B; ▽ C; ● N; ◆ O; ■ F; ▲ Ne.

态性质, 在理论上解决了 ^5He 、 ^{10}Li 和 ^{13}Be 核不存在束缚态的疑难; (3) 在 SSM 中, 不存在质子移动, 单粒子组态没有被改变和相邻大壳的单粒子振子波函数的正交性可被证明. SSM 是 SM 在研究丰中子轻核中的一个自然发展.

参 考 文 献

- [1] Anagnostatos G S. in: edit by Yu. E. Penionzhkevich, R. Kalpakchiev. Proceedings of the International Conference on Exotic Nuclei. Foros, Crima: 1991, 104
- [2] Hoshino T, Sagawa H, Arima A. Nucl. Phys., 1990, **A506**(2):271—292
- [3] Wang Zhengda, Zhang Xiaodong, Wang Xiaochun et al. Z. Phys., 1996, **A356**(3):255—258
- [4] Wang Zhengda, Zhang Xiaodong, Wang Xiaochun et al. Commun. in Theor. Phys. 1997, **27**(1):49—56; Chin. Phys. Lett., 1995, **12**(12):705—708
- [5] Zhukov M V, Danilin B V, Fedorov D V, et al. Phys. Rep., 1993, **231**(4):151—199
- [6] Zhukov M V, Korshenimikov A A, Smedberg M H. Phys. Rev., 1994, **C50**(1):R1—R4
- [7] Tanihata I, Kobayashi T, Yamakawa O. Phys. Lett., 1988, **B206**(4):592
- [8] Kobayashi T, Yamakawa O, Omata K. Phys. Rev. Lett., 1988, **60**(25):2599—2602
- [9] Isao Tanihata, Study of Light Exotic Nuclei Using Radioactive Nuclear Beams, Talk Given at the Dubna School—Seminar May, 1993; RIKEN—AF—NP—157 (June 1993)
- [10] Hansen P G. Nucl. Phys., 1993, **A553**(1):89c—106c
- [11] Riisager R. et al. Nucl. Phys., 1992, **A540**(1,2):365—382
- [12] Sven Gösta Nilsson, Binding States of Individual Nucleons in Strongly Deformed Nuclei. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29, no. 16 (1955) (ed 2, 1960). 7—12
- [13] Aage Bohr, Ben R. Mottelson. Nuclear Structure. Benjamin, New York: 1975. Volume II, 218—220
- [14] Zeng Xianghua, Wang Zhengda. Chin. J. Nucl. Phys., 1993, **15**(4):352—356

Self-Similar Structure Shell Model *

Wang Zhengda Zhang Xiaodong

(Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Wang Xiaochun

(Department of Modern Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000)

Wang Xiaobin

(University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Abstract In Order to extend the conventional shell model(SM) calculation with harmonic oscillator bases to halo nuclei, a self-similar structure shell model(SSM) is proposed. The SSM is achieved by a rescaling of both the kinetic and potential energy term of the harmonic oscillator and a mean field imitation, so that the single particle orbit in SSM has state (orbit)-dependent frequency. The large r.m.s. radius and the thick neutron skin for halo nuclei as well as the bound state properties of Borromean nuclei such as ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$ and ${}^{14}\text{Be}$ can be reproduced.

Key words rescaling, mean field imitation, Borromean nuclei

Received 14 March 1997

* CAS LWTZ-1298 and Supported by the National Natural Science Foundation of China