

# $^{11}\text{Be}$ 的能级翻转与它的平均场\*

高早春<sup>1,1)</sup> 陈永寿<sup>1,2)</sup>

1 (中国原子能科学研究院 北京 102413)

2 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

**摘要** 讨论了单中子晕核 $^{11}\text{Be}$ 的能级翻转现象,指出晕核的单中子分离能 $S_n$ 与基态单中子的势阱内位置 $D_n$ 之间存在明显差别.通过引进一种新的势阱——双MWS(Modified Woods-Saxon)势,首次在平均场的层次上再现了 $^{11}\text{Be}$ 中 $2s_{1/2}$ 轨道与 $1p_{1/2}$ 轨道的翻转现象,而不再需要考虑当前普遍认为的组态混合解释.由此认为,奇中子晕核中的能级次序翻转,反映了其平均场与稳定核的相比较存在着显著的差异,从而导致晕核体系反常壳结构的出现.

**关键词** 单中子晕核 壳结构 平均场 中子分离能

## 1 引言

研究远离 $\beta$ 稳定线的核可以揭示新的核结构特点,从而改变对传统核结构的认识.这方面最有趣的发现就是核的晕结构的存在<sup>[1]</sup>,即最外层一两个中子在空间有很弥散的密度分布.反映到实验上就是晕核与其他靶核的相互作用截面的反常增大,同时,反应中的晕核炮弹碎片的动量分布宽度很窄<sup>[2]</sup>.此后,对晕核的研究引起了人们的极大关注,至今仍是核结构研究领域的热点之一.随着理论与实验研究的不断深入,人们已经积累了一定的晕核知识.实验上已经确定的双中子晕核有 $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ 和 $^{14}\text{Be}$ <sup>[3]</sup>,单中子晕核有 $^{11}\text{Be}$ 和 $^{19}\text{C}$ <sup>[3]</sup>.

相互作用截面与动量分布可以给出晕核的密度分布这一整体性质.理论上,人们已经运用各种平均场理论,如Skyrme-Hartree-Fock方法<sup>[4]</sup>,唯象的相对论平均场方法<sup>[5]</sup>,相对论RCHB方法<sup>[6]</sup>等,均很好地再现了晕核的密度分布.然而,更细致的晕核结构信息就是测定晕核的能级纲图,特别是单中子晕核的能级纲图,为人们更加细致地研究晕核结构提供了极好的实验依据.实验上,目前最好的例子恐怕也只有 $^{11}\text{Be}$ 的了.本文将围绕 $^{11}\text{Be}$ 的能级结构进行讨论.

依照传统壳结构的能级次序,基态 $^{11}\text{Be}$ 的最后一个中子应填充在 $1p_{1/2}$ 上,因而 $^{11}\text{Be}$ 的基态自旋宇称似乎是 $1/2^-$ ,出乎意料,其基态却是 $1/2^+$ ,而 $1/2^-$ 态却处在320keV的位置上.事实上,这一现象很早就被人熟知<sup>[7]</sup>,并且长期以来,一直是对理论家的一个挑战.近年来,人们运用各种各样的模型和方法对 $^{11}\text{Be}$ 的能级翻转现象进行研究,如壳模型<sup>[8]</sup>,变分壳模型<sup>[9]</sup>,生成坐标法<sup>[10]</sup>,粒子-振子耦合<sup>[11]</sup>,以及粒子-核心耦合<sup>[12]</sup>等等,他们的计算结果都能正确地再现 $^{11}\text{Be}$ 的能级翻转.尽管这些方法各异,然而却有着共同的组态混合图像,即都认为 $^{11}\text{Be}$ 基态的主要成分是中子 $2s_{1/2}$ 态耦合 $^{10}\text{Be}$ 的基态,小部分由中子 $1d_{5/2}$ 态耦合 $^{10}\text{Be}$ 的 $2^+$ 激发态贡献.以文献[12]的结果为例,前者贡献80%,后者贡献20%.

针对目前的理论,不妨作一分析.实际上,由于现有的平均场,包括HF方法<sup>[9]</sup>以及相对论平均场方法<sup>[5]</sup>,在研究 $^{11}\text{Be}$ 的过程中,均没有再现 $2s_{1/2}$ 与 $1p_{1/2}$ 的翻转,为此人们不得不求助于上述五花八门的组态混合图像.原则上说,平均场基础上的组态混合已经涵盖了核结构理论计算的全部内容,这一图像能够解释 $^{11}\text{Be}$ 的能级翻转也是意料中事.然而我们通过研究认为,现有的平均场不能描述 $^{11}\text{Be}$ 的能级翻转,并不意味着不存在可以使 $^{11}\text{Be}$ 的能级发

2003-04-10 收稿,2003-06-10 收修改稿

\* 国家自然科学基金(10075078,19935030,10047001)和国家重点基础研究发展规划项目(G20000774)资助

1) E-mail: zcgao@iris.ciae.ac.cn

生翻转的平均场. 本文通过突破现有的 Woods-Saxon 势的形式, 采用双 MWS (Modified Woods Saxon) 势描述晕核<sup>11</sup>Be 的平均场, 不仅再现了<sup>11</sup>Be 的晕核特征, 而且成功地实现了<sup>11</sup>Be 的能级次序翻转, 不必再进一步考虑组态混合. 这种平均场框架下的能级翻转效应使得<sup>11</sup>Be 的结构图像大大简化.

值得一提的是, 有人曾用 Nilsson-Strutinsky 方法计算了<sup>11</sup>Be 的位能面<sup>[13]</sup>, 得到了在大形变  $\beta_2 = 0.7$  及  $\gamma = 30^\circ$  处的能量极小值, 其最后一个中子的 Nilsson 波函数的 80% 由球形基中的  $1d_{5/2}$  态贡献, 而 20% 则由  $2s_{1/2}$  态贡献, 这显然与文献[12]的结论刚好相反. 由于离心力的存在,  $1d_{5/2}$  态不可能拖出长尾巴, 故这种大形变的波函数会过低估计晕区的密度分布. 此外, 还有其他实验证据支持<sup>11</sup>Be 基态为球形的观点<sup>[14]</sup>. 基于这样的考虑, 这里将在球形情况下进行讨论.

## 2 <sup>11</sup>Be 单粒子能级的提取

在平均场框架下, 视<sup>11</sup>Be 的已测能级为单粒子能级. 根据现有实验数据<sup>[15]</sup>, 容易给出各单粒子轨道之间的相对位置 (如图 1(a) 所示). 可以看出,  $2s_{1/2}$  态已反常地与  $1p_{1/2}$  态发生了倒置.

实际计算之前, 还需确定这些单中子能级在势阱中的绝对位置. 为此, 只要确定基态下最后奇中子在势阱内的位置 (记为  $D_x > 0$ , 如图 1(b) 就可以了. 如果不考虑最后单中子的取舍对平均场的影响 (如稳定重核情形), 则有

$$D_x \approx S_n \equiv B(^A Z) - B(^{A-1} Z), \quad (1)$$

式中  $S_n$  为单中子分离能,  $B$  为核的结合能. 若按 (1) 式确定  $D_x$  后应得<sup>11</sup>Be 的如下中子能级

$$\begin{aligned} E(3/2^-) &= -4.460 \text{ MeV}; & E(1/2^+) &= -0.504 \text{ MeV}; \\ E(1/2^-) &= -0.184 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (2)$$

然而对于轻核, 添加或去掉一个核子很容易使原子核的结构发生显著变化,  $D_x$  与  $S_n$  之间可能会产生较大差别, 采用 (2) 式研究<sup>11</sup>Be 可能是个疑问. 然而奇怪的是, 过去关于<sup>11</sup>Be 的许多讨论都是基于 (2) 式上的, 让人不可理解.

针对本文的具体问题, 分析一下给<sup>10</sup>Be 添加一个中子所产生的影响. 由<sup>11</sup>Be 的晕核性质知单中子距离<sup>10</sup>Be 核芯较远, <sup>10</sup>Be 核芯的内部结构受到远处单中子的影响应该很小. 然而, 在实验室坐标系下, 单中子对<sup>10</sup>Be 质心相对于整体体系质心的偏离却有相当

明显的影响. 按照经典力学图像, 如果晕中子的运动轨道半径为 6fm, 则<sup>10</sup>Be 要偏离整体质心达 0.6fm, 即它要在半径为 0.6fm 的轨道上作整体运动, 这显然已经属于<sup>11</sup>Be 的内部运动. 由量子力学的几率分布图像易知, <sup>10</sup>Be 核芯绕<sup>11</sup>Be 整体质心的运动会使其密度分布比裸的<sup>10</sup>Be 弥散得多, 因而前者体积应比后者大. 这一图像可以得到如下实验现象的印证:

(1) <sup>11</sup>Be 的强电偶极 (E1) 跃迁<sup>[16]</sup>. <sup>10</sup>Be 核芯的质心明显偏离晕核整体的质心, 会导致大的电偶极矩的出现. 事实上, 目前所测最强的  $B(E1)$  就是<sup>11</sup>Be 的  $1/2^-$  态到  $1/2^+$  基态的跃迁, 其值为  $0.36 \text{ s.p.u.}^{[17]}$ , 而不是出现在八极形变核内.

(2) 晕核的核芯体积系统性增大. 实验研究表明: 对于许多晕核, 仅用晕核子大的均方根半径还不足以解释其反应截面的增大, 往往还要借助于扩大核实的均方根 (RMS) 半径. 如 Kanungo 等人<sup>[18]</sup> 认为  $N = 15$  的丰中子核 <sup>22</sup>N, <sup>23</sup>O, <sup>24</sup>F 的核芯需要增大大约 0.25fm, 才能弥补理论与实验在反应截面上的差距. 他们还指出, 单中子晕核<sup>10</sup>C 也可能存在核芯增大效应<sup>[19]</sup>. 还有, Egelhof 等人<sup>[20]</sup> 的实验结果表明此类现象在双中子晕核<sup>6</sup>He 与<sup>11</sup>Li 中同样存在, 根据他们得到的数据, 自由<sup>4</sup>He 的 RMS 半径为 1.49fm, 而<sup>6</sup>He 的<sup>4</sup>He 核芯为 1.88fm; 自由<sup>9</sup>Li 的 RMS 半径为 2.43fm, 而<sup>11</sup>Li 的<sup>9</sup>Li 核芯为 2.55fm. 这些结果表明, 晕核核芯的体积增大, 可能有其普遍性. 尽管目前对于<sup>11</sup>Be 的<sup>10</sup>Be 核芯增大没有讨论过, 然而就组态混合的图像而言, 20% 的  $2^+$  激发态贡献<sup>[12]</sup> 极有可能暗示着<sup>10</sup>Be 核芯的体积增大.

以上两点已经充分证明, <sup>10</sup>Be 核芯与自由<sup>10</sup>Be 在结构上的确存在明显差异, 这就意味着两者在能量上也会存在差异, 记其差值为  $\Delta E$ . 由图 1(b) 知, 有如下关系

$$D_x = S_n + \Delta E, \quad (3)$$

值得注意的是, <sup>11</sup>Be 的组态混合图像<sup>[8-12]</sup> 同样也支持<sup>10</sup>Be 核芯与自由<sup>10</sup>Be 之间存在差别, 并且可以借用这种理论图像粗略估计一下  $\Delta E$  的大小. 按照文献[12], <sup>10</sup>Be 核芯有 20% 的几率处于自由<sup>10</sup>Be 的  $2^+$  激发态上, 该态激发能为 3.368MeV, 立即可得

$$\Delta E \sim 20\% \times 3.368 \text{ MeV} \approx 0.67 \text{ MeV}, \quad (4)$$

其量值已经超出了<sup>11</sup>Be 的单中子分离能  $S_n = 0.504 \text{ MeV}$  本身, 显然不能忽视. 于是有  $D_x \approx 1.174 \text{ MeV}$ . 由此确定的各中子能级为

$$\begin{aligned} E(3/2^-) &= -5.130 \text{ MeV}; & E(1/2^+) &= -1.174 \text{ MeV}; \\ E(1/2^-) &= -0.854 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (5)$$

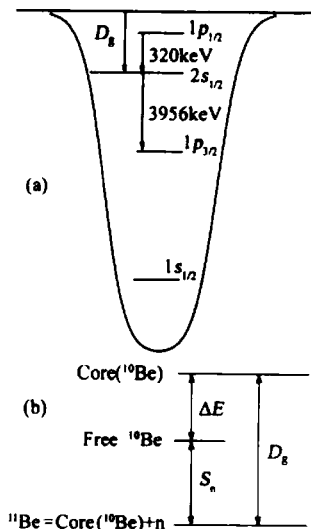


图 1 (a)  $^{11}\text{Be}$  单粒子能级结构示意图; (b)  $D_8$  与  $S_n$  关系的示意图  
 $D_8$  为基态单中子的势阱内位置.

本文拟采用这套能级作为计算的参考. 至于(2)式给出的单粒子能级, 在计算中发现, 所得  $2s_{1/2}$  轨道的 RMS 半径接近 8fm, 与现有其他理论及实验数据给出的 6.5fm 相比较明显偏大, 而从(5)式出发, 得到的  $2s_{1/2}$  轨道 RMS 半径接近 6.5fm, 与实验基本一致.

### 3 双 MWS 势

Woods-Saxon 势被广泛用于描述原子核的平均势场<sup>[21]</sup>, 其球形形势为

$$V_{\text{ws}}(r) = \frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_0)/a]}, \quad (6)$$

$V_0, R_0, a$  为势参数. 尽管此势可以很好描述重核区的平均场, 然而, 为了较好地应用于轻核区, 首先还是对其稍作修改, 使其性质更符合物理要求. (6) 式的分母中再添一项  $\exp[(-r - R_0)/a]$ , 得修正的 (Modified) Woods-Saxon (MWS) 势

$$V_{\text{MWS}}(r) = \frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_0)/a] + \exp[(-r - R_0)/a]} = \frac{V_0}{1 + 2\exp(-R_0/a)\cosh(r/a)}. \quad (7)$$

参照图 2, 可以看出修正后的 MWS 势  $V_{\text{MWS}}$  与  $V_{\text{ws}}$  比较有如下特点:

(1) 如图 2(a), 在核心处 ( $r=0$ ),  $V_{\text{MWS}}$  是平滑的, 而  $V_{\text{ws}}$  呈“V”形, 这是由于

$$\left. \frac{dV_{\text{MWS}}}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{dV_{\text{ws}}}{dr} \right|_{r=0} \neq 0. \quad (8)$$

一般认为, 原子核密度空间分布是光滑的, 因此, 选取的平均场总是希望其变化是光滑的. 尽管  $V_{\text{ws}}$  在中心的不光滑性问题在重核区不那么突出, 但这终究是  $V_{\text{ws}}$  势的固有缺陷. 糟糕的是  $V_{\text{ws}}$  的这种“V”形特征在描述轻核时更加突出.

(2) 如图 2(b), 基于  $V_{\text{MWS}}$  定义的自旋轨道势显然更为合理. 通常定义的自旋轨道势为

$$V_{\text{so}} \propto \frac{dV(r)}{dr} L \cdot S, \quad (9)$$

若(9)式中的  $V$  分别取为  $V_{\text{MWS}}$  与  $V_{\text{ws}}$ , 有

$$\left. \frac{dV_{\text{MWS}}}{dr} \right|_{r=0} = \frac{-2V_0 \exp(R_0/a)}{a^2 [2 + \exp(R_0/a)]^2},$$

而

$$\left. \frac{dV_{\text{ws}}}{dr} \right|_{r=0} = \infty. \quad (10)$$

可见, MWS 势的自旋轨道项的径向部分在零点处为一有限值, 且保持了其空间变化的平滑性. 而后者在原点处趋于无穷大, 表明在核的中心处存在奇点, 但是这从未得到实验的支持. 不难看出, 后者奇点的出现还是根源于  $V_{\text{ws}}$  的“V”形缺陷.

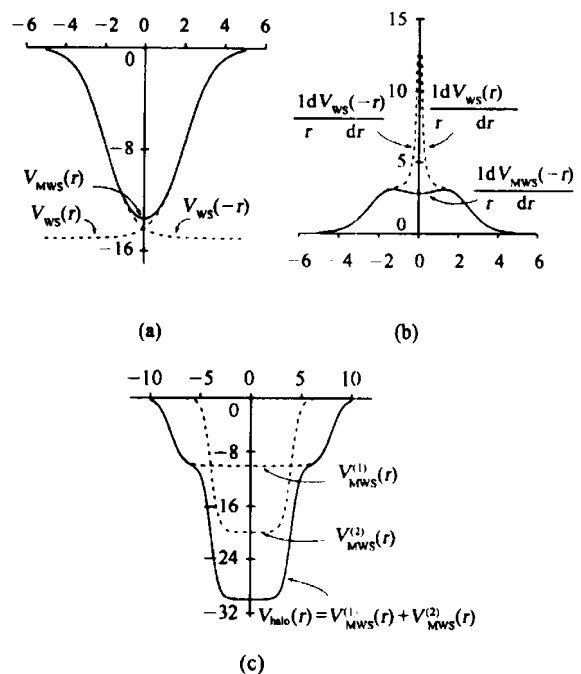


图 2 WS 势、MWS 势与双 MWS 势示意图  
坐标刻度单位任意. (a) WS 势与 MWS 势的比较;  
(b) WS 势与 MWS 势相应自旋轨道项径向部分的比较;  
(c) 双 MWS 势阱示意图.

(3) 撇开中心区域的差别,  $V_{\text{MWS}}$  给出了与  $V_{\text{ws}}$  非常接近的值(如图 2(a)), 而且在描述重核的平均场时, 即使在中心区域, 两者也十分接近. 因此,  $V_{\text{MWS}}$  与  $V_{\text{ws}}$  在描述重核方面可以得到几乎完全相同的结

果,换句话说, $V_{\text{MWS}}$ 继承了 $V_{\text{WS}}$ 的所有优点.

考虑本文的研究对象是轻核,WS 势中出现的原点不光滑性现象十分明显,尽管这一缺陷在研究过程中不一定会带来严重的后果,然而,为彻底避免在这一问题上的纠缠,还是以 MWS 势为基础展开讨论.为进一步描述轻核中晕核的平均场,最终采用的势为两个修正的 Woods-Saxon 势  $V_{\text{MWS}}$  之和,即(如图 2(c))

$$V_{\text{halo}} = V_{\text{MWS}}^{(1)} + V_{\text{MWS}}^{(2)}. \quad (11)$$

式中上标(1),(2)表示两个  $V_{\text{MWS}}$  采用不同势参数.自旋轨道项仍取(9)式形式,但  $V$  取为(11)式的  $V_{\text{halo}}$ . 这样,选取的单粒子哈密顿量为

$$H_{\text{halo}} = \frac{p^2}{2m} + V_{\text{halo}} - \lambda \left( \frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{dV_{\text{halo}}}{dr} \cdot (2L \cdot S), \quad (12)$$

其中  $\lambda$  为自旋轨道耦合强度参数.

### 4 计算结果与讨论

本文采用哈密顿量(12)式计算<sup>11</sup>Be 的单粒子能级及其波函数.为避免在对角化方法中,有限的谐振子基空间导致对晕核子波函数的扭曲,这里采用坐标空间的 Numerov 方法解(12)式.这里,计算的步长取为 0.01fm,考虑的最大半径取至 30fm.自旋轨道耦合强度固定取为标准值  $\lambda = 35^{[22]}$ .每个势阱有 3 个参数: $V_0, R_0, a$ ,两个势阱共 6 个参数[这里分别记为  $(V_1, R_1, a_1), (V_2, R_2, a_2)$ ],调节这些参数再现从实验提取的单粒子能级[(5)式].

为说明引进双 MWS 势(11)式的必要性,不妨首先采用单 MWS 势(2)式进行计算,以揭示单 MWS 势阱在描述<sup>11</sup>Be 能级翻转上的不可能性.如图 3 所示,在第一套参数(a)下,采用 WS 参数的标准取法<sup>[23]</sup>得到  $V_0 = 41\text{MeV}, R_0 = 2.824\text{fm}, a = 0.67\text{fm}$ ,势形状由图 3 实线表示,相应的能谱见图 3 中的嵌图(a),可以看出该势不存在  $2s_{1/2}$  的束缚态,没有  $2s_{1/2}$  轨道与  $1p_{1/2}$  轨道翻转的可能性.如果完全放开  $V_0, R_0, a$ ,任其变化使得计算的核谱尽可能接近(5)式,得第二套参数(b)为  $V_0 = 5677.29\text{MeV}, R_0 = -6.928\text{fm}, a = 1.6766\text{fm}$ ,该套参数已经明显偏离其实际的物理含义,其势形状如图 3 虚线所示,所得能谱虽然有所改善,但  $2s_{1/2}$  轨道仍然处于  $1p_{1/2}$  轨道之上.另外值得注意的是, $2s_{1/2}$  态不受自旋轨道耦合项的影响,而  $1p_{1/2}$  态可以通过增大参数  $\lambda$  而获得提

升,从而有可能翻转到  $2s_{1/2}$  态之上.然而,我们的计算表明,要完全再现(5)式能级, $\lambda$  必须至少要增大到 230 以上,即偏离标准值 6 倍以上.更糟的是所得  $2s_{1/2}$  态的 RMS 半径大至 8.6fm 左右,与  $6.4\text{fm}^{[24]}$  的经验值比较明显偏大,显然这种增大  $\lambda$  的做法并不合理.至此,得出结论:在单 MWS 势的框架下,不可能真正实现<sup>11</sup>Be 内  $2s_{1/2}$  轨道与  $1p_{1/2}$  轨道的倒转.

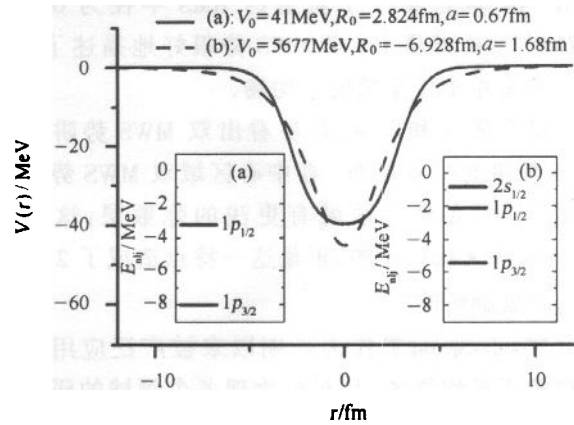


图 3 单 MWS 势下得到的<sup>11</sup>Be 的势阱形状及单粒子能级

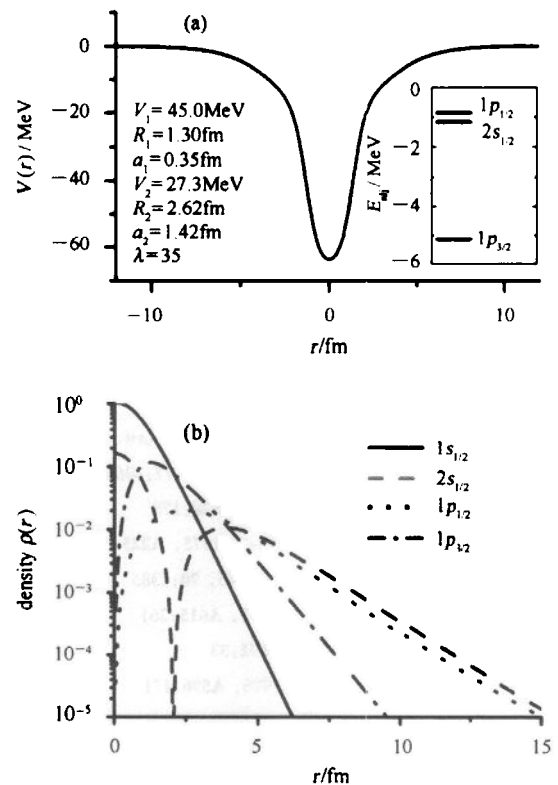


图 4 (a) 双 MWS 势下得到的<sup>11</sup>Be 的势阱形状、单粒子能级;(b) 相应的各轨道密度分布

引进双 MWS 势描述<sup>11</sup>Be 的平均场,则能级翻转的问题迎刃而解.如图 4(a),采用图中所示的势参

数,精确再现了(5)式给出的单粒子能级,从而实现了  $2s_{1/2}$  轨道与  $1p_{1/2}$  轨道的倒转. 为了说明所选势场的合理性,在图 4(b)中给出了各单粒子轨道的密度分布,显然  $2s_{1/2}$  与  $1p_{1/2}$  两轨道的密度分布显著地弥散,符合晕核结构的特征,算得它们的均方根半径分别为 6.48fm 和 5.78fm,与 Skyrme-Hartree-Fock 方法所得结果 6.49fm 和 5.96fm 比较接近<sup>[4]</sup>. 而实验上给出  $^{11}\text{Be}$  基态晕中子轨道的 RMS 半径为  $6.4 \pm 0.7\text{fm}$ <sup>[24]</sup>. 由此看来,双 MWS 势很好地描述了  $^{11}\text{Be}$  这一典型单中子晕核的平均场.

结合图 3 和图 4,容易看出双 MWS 势阱与单 MWS 势阱的明显差别. 在中心区域双 MWS 势阱更深更窄,而在外围区域有更浅的弥散层,这是单 MWS 势阱无法再现的,正是这一特点造成了  $2s_{1/2}$  与  $1p_{1/2}$  能级翻转的发生.

Woods-Saxon 势作为长期以来被广泛应用的一种单粒子平均势场,其在核物理各个领域的研究过程中,发挥着基础的重要作用. 然而,本文的研究表明当它用于描述晕核的平均场时,不能正确再现晕核的反常壳结构,暴露出了它的局限性. 正是由于这种局限性,迫使人们不得不求助于组态混合图像去解释  $^{11}\text{Be}$  的能级翻转现象,使问题变得复杂起来.

这里我们提出的双 MWS 势,突破了原有 Woods-Saxon 势形式的框架,再现了  $^{11}\text{Be}$  的壳结构,表明双 MWS 势比原 Woods-Saxon 势更能很好地描述晕核的平均场. 双 MWS 势的引进,已经在平均场的层次上解决了  $^{11}\text{Be}$  的能级翻转,不必再去考虑组态混合,大大简化了  $^{11}\text{Be}$  的结构图像.

## 5 结束语

滴线核的壳结构与稳定线核的壳结构存在很大的差异,基于 Woods-Saxon 势的传统壳结构理论在解释晕核的壳结构方面遇到了困难. 而晕核壳结构的显著变化,导致新幻数的产生<sup>[25]</sup>和传统幻数的消失<sup>[26]</sup>等等重要核物理现象的出现. 突破 Woods-Saxon 势形式的限制,研究滴线核特别是晕核的壳结构及其平均场是对现有壳模型理论的重要补充,并有助于更全面地认识原子核的结构特性. 本文引进的双 MWS 势,成功地再现了典型单中子晕核  $^{11}\text{Be}$  的壳结构. 由此我们相信,基于双 MWS 势比基于原 WS 势开展晕核结构的研究有其优越之处,如晕核结构图像的简洁性,以及寻找滴线核区的新幻数等等.

## 参考文献 (References)

- 1 Tanihata I et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **55**:2676; Phys. Lett., 1985, **B160**:380
- 2 Tanihata I. J. Phys., 1996, **G22**:157
- 3 Ozawa A et al. Nucl. Phys., 2001, **A691**:599
- 4 Sagawa H. Phys. Lett., 1992, **B286**:7
- 5 ZHU Z Y, SHEN W Q, CAI Y H et al. Phys. Lett., 1994, **B328**:1
- 6 MENG J, Ring P. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**:3963
- 7 Deutsch J P et al. Phys. Lett., 1968, **B28**:178
- 8 Millener D J, Kurath D. Nucl. Phys., 1975, **A225**:315
- 9 Otsuka T et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **70**:1385
- 10 Descouvremont P. Nucl. Phys., 1997, **A615**:261
- 11 Mau N V. Nucl. Phys., 1995, **A592**:33
- 12 Nunes F M et al. Nucl. Phys., 1996, **A596**:171
- 13 Ragnarsson I et al. Nucl. Phys., 1981, **A361**:1
- 14 Sagawa H, Yazaki K. Phys. Lett., 1990, **B244**:149
- 15 Firestone R B. Table of isotopes (8th edition), 1998
- 16 Millener D J et al. Phys. Rev., 1983, **C28**:497
- 17 Butler P A, Nazarewicz W. Rev. Mod. Phys., 1996, **68**:349
- 18 Kanungo R, Tanihata I, Ozawa A. Phys. Lett., 2001, **B512**:261
- 19 Kanungo R et al. Nucl. Phys., 2000, **A677**:171
- 20 Egelhof P et al. Prog. Part. Nucl. Phys., 2001, **46**:307
- 21 Dudek J et al. J. Phys., 1979, **G5**:1359
- 22 Cwiok S et al. Comp. Phys. Comm., 1987, **46**:379
- 23 Hamamoto I et al. Nucl. Phys., 2001, **A683**:255
- 24 Nakamura T et al. Phys. Lett., 1994, **B331**:296
- 25 Ozawa A et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **84**:5493
- 26 Navin A et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:266

## Level Inversion and the Mean Field in <sup>11</sup>Be \*

GAO Zao-Chun<sup>1,1)</sup> CHEN Yong-Shou<sup>1,2</sup>

1 (China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

2 (Institute of Theoretic Physics, CAS, Beijing 100080, China)

**Abstract** The inversion of  $2s_{1/2}$  and  $1p_{1/2}$  levels occurred in the one-neutron halo nucleus, <sup>11</sup>Be, is studied in detail. It is pointed out that, for neutron halo nuclei, such as <sup>11</sup>Be, the one neutron separation energy,  $S_n$ , and the depth of the last neutron in the potential well,  $D_g$ , should have quite different values. After the failure of the Woods-Saxon potential, we construct a new potential, called as Double modified-Woods-Saxon (DMWS) potential, to describe the mean field of <sup>11</sup>Be, which has been able perfectly to reproduce this level inversion phenomenon without the help of configuration mixing. It has been shown that the level inversion in the <sup>11</sup>Be may indicate that the halo nuclei have a quite different mean field in contrast to the stable ones.

**Key words** one neutron halo nuclei, shell structure, mean field, neutron separation energy

---

Received 10 April 2003, Revised 10 June 2003

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (10075078, 19935030, 10047001) and Major State Basic Research Development Program (G20000774)

1) E-mail: zcgao@iris.ciae.ac.cn