

# Woods-Saxon势下的赝自旋对称性\*

徐强<sup>1,1)</sup> 王若东<sup>2</sup> 朱胜江<sup>1</sup>

1 (清华大学物理系 北京 100084)

2 (安徽大学物理与材料科学学院 合肥 230039)

**摘要** 通过求解具有 Woods-Saxon 径向标量势与矢量势的 Dirac 方程, 分别分析了原子核中赝自旋双重态能级劈裂和波函数下分量劈裂随着 Woods-Saxon 势参数的变化关系, 其中 Wood-Saxon 势中的参数  $a$  以及  $R$  对于赝自旋能级劈裂和波函数劈裂的影响最大, 而势阱深度  $V_0$  只产生微小的影响. 随着平均场的变化, 赝自旋双重态会出现能级反转现象. 具有较大  $\tilde{n}$  或  $\tilde{l}$  的赝自旋双重态能级劈裂对于参数的变化更敏感. 赝自旋波函数下分量劈裂随着参数  $a$  和  $R$  的增大向核表面扩散, 并且在核表面附近达到最大. 赝自旋波函数劈裂随着参数  $a$  的增大而增大, 但是随着参数  $R$  或  $V_0$  的增大它却在减小的. 由于在特定的同位素链中, 参数  $R$  和  $V_0$  都与核子数有关系, 而参数  $a$  又是描述核的表面性质的, 所以以这些参数为变量对于赝自旋劈裂的研究是有意义的, 研究的结果至少在定性上可以应用到大部分原子核中.

**关键词** Woods-Saxon 势 赝自旋对称性 Dirac 方程

## 1 引言

早在30年前, 人们就发现在一些重核中, 具有量子数分别为  $(n, l, j = l + 1/2)$  和  $(n - 1, l + 2, j = l + 3/2)$  的两个单粒子态之间会出现近似简并的情况<sup>[1, 2]</sup>. 这种对称性已经被用来解释许多核结构现象, 例如: 形变<sup>[3]</sup>、超形变<sup>[4]</sup>、全同带<sup>[5-7]</sup>等. 这种准简并双重态结构可以用赝轨道角动量量子数  $\tilde{l} = l + 1$  和赝自旋量子数  $\tilde{s} = 1/2$  来更好表达. 例如:  $3s_{1/2}$  与  $2d_{3/2}$  可以看成是一个赝自旋双重态  $2\tilde{p}_{1/2}, 2\tilde{p}_{3/2}$ .

由于上述的成就, 自从发现赝自旋对称性以来, 已有大量工作试图去寻找它的根源. 除了形式上的量子数重新标记以外, 通过自旋-赝自旋变换机制来研究也有过尝试, 并发现了自旋-轨道角动量耦合 ( $s \cdot l$ ) 强度和轨道-轨道角动量耦合 ( $l \cdot l$ ) 强度的比例关系与赝自旋对称性之间的联系<sup>[8-12]</sup>. 而赝自旋对称性和相对论平均场(RMF)<sup>[13]</sup> 之间的关系首先是 Bahri 等人在文献[9]中提出来的. 他们发现 RMF 理论可以近似的解释非相对论计算中赝自旋对称性所要求的  $s \cdot l$  强度与  $l \cdot l$  强度之间的比例关系. 基于 RMF 理论,

Ginocchio<sup>[14]</sup>首次指出了赝轨道角动量其实就是 Dirac 旋量的下分量的轨道角动量, 并指出吸引的标量势  $S$  和排斥的矢量势  $V$  之和为零就是严格的赝自旋对称性条件. 孟杰等人又进一步指出实际核中赝自旋对称性的好坏是由赝离心势垒和赝自旋-轨道势的相互竞争的结果决定的<sup>[15, 16]</sup>.

随后, 人们又对赝自旋进行了一系列研究. 人们发现在核子-核子散射中也存在赝自旋对称性<sup>[17-19]</sup>. 对于赝自旋双重态波函数对称性的研究可以参见文献[20, 21]. 而把在赝自旋对称性条件下出现的不具有伙伴态的闯入态解释为 Dirac 束缚态节点的行为<sup>[22]</sup> 就进一步支持了赝自旋对称性的相对论解释. 然而由于在实际核中  $\Sigma = 0$  与  $d\Sigma/dr = 0$  只能近似成立<sup>[15, 16]</sup>. 所以赝自旋对称性就会与相对论核子势有联系.

Alberto et al. 通过求解具有 Woods-Saxon 势形状的径向标量势和矢量势下的 Dirac 方程分析了赝自旋能级劈裂随着参数  $a$ ,  $R$  和  $V_0$  的变化情况, 得到了一些关于赝自旋对称性的动力学特性<sup>[23]</sup>. 由于赝自旋对称性不仅体现为能级是近似简并的, 还体现为赝自旋双重态的下分量是近似相等的<sup>[20, 21]</sup>, 所以需要进一步研

2005 - 07 - 05 收稿

\* 国家自然科学基金(10375032)和教育部博士点基金(20030003090)资助

1) E-mail: xuqiang1023@sina.com.cn

研究自旋双重态波函数的对称性与 Woods-Saxon 势的3个参数  $a$ ,  $R$  和  $V_0$  的变化. 下面, 首先给出理论框架, 然后系统地分析在 Woods-Saxon 势下的自旋对称性.

## 2 理论框架

在标量势  $S$  和矢量势  $V$  中运动的质量为  $M$  的核子的 Dirac 方程为

$$[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta(M + S) + V]\Psi = E\Psi, \quad (1)$$

对于球形核,  $\hat{H}$ ,  $\hat{J}^2$ ,  $\hat{J}_z$  和  $\hat{\kappa}$  构成守恒量完全集, 它们的共同本征函数为

$$\Psi_{n\kappa}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} f_{n\kappa} \\ g_{n\kappa} \end{pmatrix} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} F_{n\kappa}(r) Y_{jm}^l(\theta, \phi) \\ iG_{n\kappa}(r) Y_{jm}^{\tilde{l}}(\theta, \phi) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中

$$\hat{\kappa} = -\beta(\boldsymbol{\Sigma} \cdot \hat{\mathbf{L}} + 1), \quad \boldsymbol{\Sigma} = \begin{pmatrix} \sigma & 0 \\ 0 & \sigma \end{pmatrix}. \quad (3)$$

上式中  $\sigma$  是 Pauli 矩阵,  $\hat{\mathbf{L}}$  是轨道角动量.  $F_{n\kappa}(r)$  和  $G_{n\kappa}(r)$  分别是 Dirac 旋量的上下分量的径向波函数,  $j$  是总角动量量子数,  $l$  和  $\tilde{l}$  分别是 Dirac 旋量中上下分量的球谐函数的阶,  $m$  是磁量子数,  $\hat{\kappa}$  的本征值为:  $\kappa = \pm(j + 1/2)$ , 其中  $\kappa < 0$  对应着自旋顺排态(如:  $s_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$  等),  $\kappa > 0$  对应着自旋逆排态(如:  $p_{1/2}$ ,  $d_{3/2}$  等).

将(2)式代入(1)式, 可以得到下列径向方程:

$$\left( \frac{d}{dr} + \frac{\kappa}{r} \right) F_{n\kappa}(r) = (M + E_{n\kappa} - \Delta) G_{n\kappa}(r), \quad (4)$$

$$\left( \frac{d}{dr} - \frac{\kappa}{r} \right) G_{n\kappa}(r) = (M - E_{n\kappa} + \Sigma) F_{n\kappa}(r), \quad (5)$$

其中  $\Delta = V - S$ ,  $\Sigma = V + S$ . 消去  $F_{n\kappa}(r)$  或  $G_{n\kappa}(r)$ , 可以得到2个薛定谔型的二阶微分方程:

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\kappa(\kappa+1)}{r^2} - (M + E_{n\kappa} - \Delta)(M - E_{n\kappa} + \Sigma) + \frac{d\Delta}{dr} \left( \frac{d}{dr} + \frac{\kappa}{r} \right) \right] F_{n\kappa}(r) = 0, \quad (6)$$

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\kappa(\kappa-1)}{r^2} - (M + E_{n\kappa} - \Delta)(M - E_{n\kappa} + \Sigma) - \frac{d\Sigma}{dr} \left( \frac{d}{dr} - \frac{\kappa}{r} \right) \right] G_{n\kappa}(r) = 0. \quad (7)$$

当给出一个势场的初始值(比如 Wood-Saxon 势:  $V(r) = V_0/[1 + \exp(r - R/a)]$ )代入上式中的  $\Delta$  与  $\Sigma$  中就可以数值求解出  $E_{n\kappa}$  与  $G_{n\kappa}(r)$ . 虽然此势不是从介子场中得到的自洽相对论势, 但它还是可以应用到实际的核中的. 毕竟, 大部分的自洽势都有类似于 Wood-Saxon 势的形状. 可以在它们之中找出相应的弥散度  $a$ , 势阱深度  $V_0$  和半径  $R$ . 众所周知, 在特定的同位素链中, 参数  $R$  和  $V_0$  都与核子数有关系, 而参数  $a$  又是描述核的表面性质的, 所以以这些参数为变量对于自旋劈裂的研究是有意义的, 研究的结果至少在定性上可以应用到大部分原子核中.

## 3 自旋对称性特性

在 Wood-Saxon 势场中求解 Dirac 方程的时候有6个参数可供调节, 它们分别是势  $\Sigma$  和  $\Delta$  下的  $a$ ,  $R$  和  $V_0$ . 为了使 Wood-Saxon 势与原子核的平均势场更加接近, Wood-Saxon 势的参数不妨通过拟合用 RMF 程序计算  $^{208}\text{Pb}$  得到的标量势和矢量势的数值来得到, 这些定下来的数值列在表1中.

表1 所列的是2个势阱深度  $V_0$  ( $\Sigma_0$  和  $\Delta_0$ ), 2个弥散度  $a$  和2个半径参数  $R$ , 这些 Wood-Saxon 势场中的参数是通过拟合用 RMF 程序并取 NL3 参数组计算  $^{208}\text{Pb}$  得到的标量势与矢量势

	$V_0/\text{MeV}$	$R/\text{fm}$	$a/\text{fm}$
$V + S$	-66.596	7.323	0.624
$V - S$	706.400	7.030	0.584

而对于这些参数的取值是否合理可以从表2中通过比较分别在 Wood-Saxon 势下和取 NL3 参数组的 RMF 程序计算的一系列自旋双重态能级来验证. 从表2中, 可以看到用所取参数计算得到的结果与 RMF 程序计算的结果是相当接近的.

表2 计算得到的  $^{208}\text{Pb}$  的中子单粒子能级(单位: MeV)

	WS	RMF		WS	RMF
$1s_{1/2}$	-60.112	-56.899	$1i_{11/2}$	-6.256	-3.933
$2s_{1/2}$	-43.108	-40.280	$1i_{13/2}$	-12.979	-9.957
$3s_{1/2}$	-20.452	-18.470	$1p_{1/2}$	-53.342	-50.452
$4s_{1/2}$	-0.857	-0.826	$2p_{1/2}$	-32.336	-29.431
$1d_{3/2}$	-45.365	-42.744	$3p_{1/2}$	-9.211	-8.129
$2d_{3/2}$	-21.610	-19.168	$1p_{3/2}$	-54.013	-50.897
$3d_{3/2}$	-0.614	-0.526	$2p_{3/2}$	-33.291	-30.452
$1d_{5/2}$	-46.928	-43.823	$3p_{3/2}$	-9.941	-8.869
$2d_{5/2}$	-23.242	-20.769	$1f_{5/2}$	-36.366	-33.869
$3d_{5/2}$	-1.338	-1.194	$2f_{5/2}$	-11.134	-9.544
$1g_{7/2}$	-26.641	-24.161	$1f_{7/2}$	-39.104	-35.942
$2g_{7/2}$	-1.600	-1.137	$2f_{7/2}$	-13.288	-11.459
$1g_{9/2}$	-30.734	-27.519	$1h_{9/2}$	-16.494	-14.019
$2g_{9/2}$	-3.901	-2.921	$1h_{11/2}$	-21.978	-18.790

通过使用这些参数,用 Wood-Saxon 势计算出的一些波函数下分量画在图 1 中.

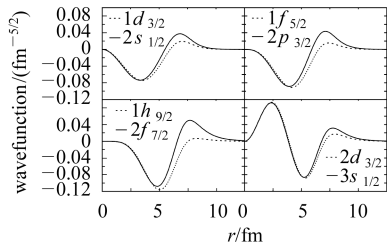


图 1 用 Wood-Saxon 势计算得到的赝自旋双重态波函数的下分量  
此时用的 Wood-Saxon 势参数是通过拟合取 NL3 参数组用 RMF 程序计算的结果得到的.

从图 1 可见赝自旋双重态波函数的下分量的对称性是很好的,这与文献[20, 21]中的结论是一致的.此外从图 1 中还可以发现当  $\tilde{n}$  相等的时候,  $\tilde{l}$  越小,则相应的赝自旋双重态波函数的下分量的近似性就越好.当  $\tilde{l}$  相等时,  $\tilde{n}$  越大,则相应的赝自旋双重态波函数的下分量的近似性就越好.这就意味着对于不同的赝自旋双重态,赝自旋破缺程度是不一样的.并且这些规律与接下来的图 2 中的结论是一致的.

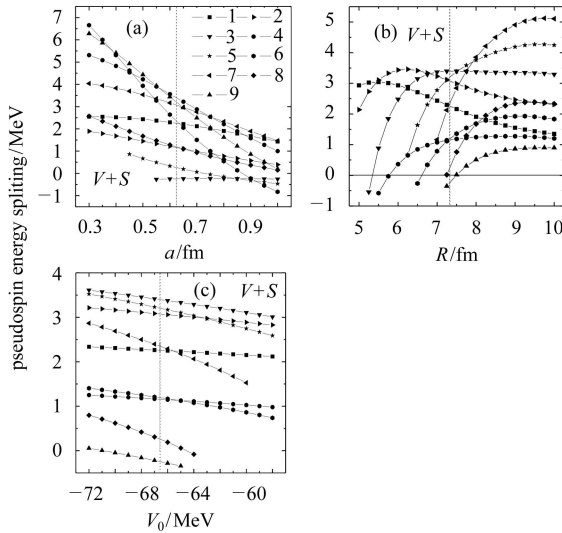


图 2 (a) 反映的是在势  $V+S$  下,赝自旋能级劈裂随着弥散度  $a$  的变化情况; (b) 反映的是在势  $V+S$  下的赝自旋能级劈裂随着半径  $R$  的变化情况; (c) 反映的是在势  $V+S$  下的赝自旋能级劈裂随着势阱深度  $V_0$  的变化情况  
图中虚线表示此时各点对应的参数分别取为:  $a=0.624\text{fm}$ ,  $R=7.323\text{fm}$ ,  $V_0=-66.596\text{MeV}$ .

为了研究赝自旋对称性随着原子核势场的变化情况,有必要来分析一下赝自旋对称性与 Wood-Saxon 势参数之间的联系.由于从方程(7)中可见  $\Delta$  势对赝自旋劈裂的影响不大,下面就只讨论  $\Sigma$  势的变化对

于赝自旋劈裂的影响.图 2 是在 Wood-Saxon 势场中求解 Dirac 方程,做出的 9 对赝自旋能级劈裂随着各参数的变化情况.这 9 对能级按照从低到高排列依次为: 1( $1d_{3/2}, 2s_{1/2}$ ); 2( $1f_{5/2}, 2p_{3/2}$ ); 3( $1g_{7/2}, 2d_{5/2}$ ); 4( $2d_{3/2}, 3s_{1/2}$ ); 5( $1h_{9/2}, 2f_{7/2}$ ); 6( $2f_{5/2}, 3p_{3/2}$ ); 7( $1i_{11/2}, 2g_{7/2}$ ); 8( $2g_{7/2}, 3d_{5/2}$ ); 9( $4s_{1/2}, 3d_{3/2}$ ).图 3 反映的是  $d\Sigma/dr$  随着参数  $a$ ,  $R$  和  $|V_0|$  的变化情况.

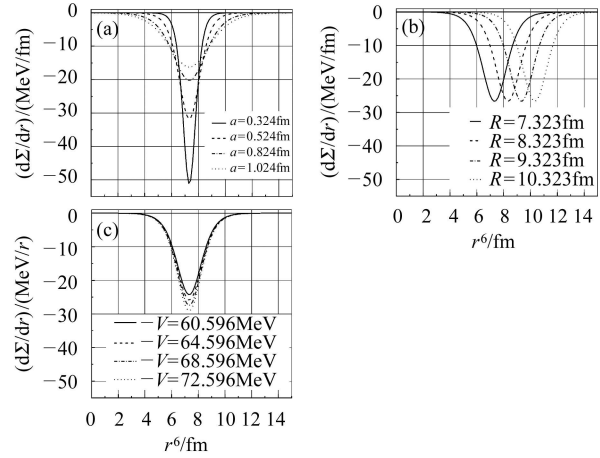


图 3 (a) 反映的是  $d\Sigma/dr$  随着弥散度  $a$  的变化情况; (b) 反映的是  $d\Sigma/dr$  随着半径  $R$  的变化情况; (c) 反映的是  $d\Sigma/dr$  随着势阱深度  $V_0$  的变化情况

当通过保持参数  $R$ ,  $|V_0|$  和  $\Delta_0$  不变,只改变参数  $a$  来研究赝自旋能级劈裂随着弥散度的变化情况时,从图 2(a) 可见: (1) 各对赝自旋能级劈裂随着  $a$  的增大而减小,这表明对于弥散度比较大的奇特核的赝自旋对称性要比通常的核好.从图 3(a) 中可以看出  $d\Sigma/dr$  随着  $a$  的增大而减小,所以上述变化情况的原因可以认为是式(7)中的  $d\Sigma/dr$  随着  $a$  的变化造成的. (2) 当  $a$  进一步增加时,高能级很容易出现能级反转现象,即:  $E_{\tilde{n},\tilde{l}+1/2} < E_{\tilde{n},\tilde{l}-1/2}$  变成了  $E_{\tilde{n},\tilde{l}+1/2} > E_{\tilde{n},\tilde{l}-1/2}$ .这种变化已经在实验上以及在文献[16, 24, 25]中被发现了.从图中还可以看到  $a$  进一步增加的效果是使这些反转的高能级的劈裂加大.这一系统性的结果与文献[26]的非相对论预言相一致.

但是当只改变参数  $R$  而保持其余的参数不变时,在图 2(b) 中: (1) 当  $R$  较小时,各能级劈裂随着  $R$  的增大而增大,并且越低的能级的劈裂越先到达最大值.当  $R$  继续增大时,低能级劈裂开始减小,但是此时的高能级劈裂增到最大值后几乎不变.由于  $R$  与核子数  $A^{1/3}$  成正比,所以这一规律在比较同位素的赝自旋对称性好坏的时候有重要作用.从图 3(b) 中可以看出  $d\Sigma/dr$  随着  $R$  的增大而向右平移,所以上述变化的原因也可以认为是式(7)中的  $d\Sigma/dr$  随着  $R$  的变化造成的. (2)

在图中可见随着 $R$ 的变化,高能级也会出现能级反转现象.如果把能级劈裂随着 $R$ 的变化由正变为负对应的点称为反转点,那么可见当 $\tilde{n}$ 相同时, $\tilde{l}$ 越大的能级的反转点越大,比如能级4和8,而当 $\tilde{l}$ 相同时,能级反转点随着 $\tilde{n}$ 的增大而增大,比如能级3和8;4和9.

如果保持参数 $a$ ,  $R$ 和 $\Delta_0$ 不变,而只改变参数 $\Sigma_0$ ,赝自旋能级劈裂随着势阱深度 $|V_0|$ 的变化情况画在图2(c)中.当 $|V_0|$ 增大时,能级劈裂只有少量的增大,这说明能级劈裂对于势阱深度的变化不敏感,这是因为图3(c)中 $d\Sigma/dr$ 随着 $|V_0|$ 的增大只有少量的增大而造成的.这与Ginocchio预言的赝自旋对称性破缺是由于平均场的有限性相一致.

从以上各图中还可以发现一些共同的规律:(1)当 $\tilde{l}$ 相同时, $\tilde{n}$ 越大的能级劈裂越小.(2)在能级相差不大时, $\tilde{l}$ 越小的能级劈裂越小.(3)当 $\tilde{n}$ 相同时, $\tilde{l}$ 大的能级劈裂曲线对参数的变化越敏感,这也就是这些图中当参数变化时曲线出现交叉的原因.(4)以上3个规律都可以从图中任取两个能级来验证,其中前两点与Ginocchio取方阱势通过理论分析得出的结果是一致的<sup>[14]</sup>.

图4是赝自旋双重态( $2g_{9/2}, 1i_{11/2}$ )的波函数下分量劈裂随着各参数的变化情况.

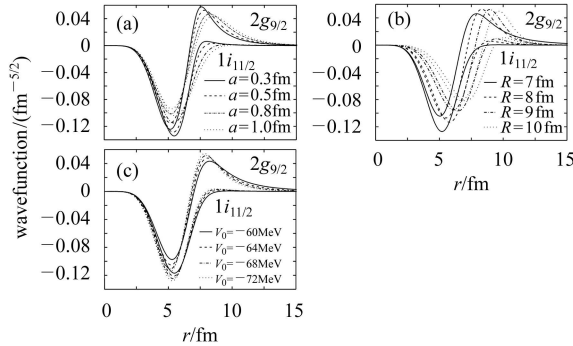


图4 (a) 在势 $V+S$ 下,赝自旋双重态( $2g_{7/2}, 1i_{11/2}$ )的波函数下分量劈裂随着弥散度 $a$ 的变化情况;(b)在势 $V+S$ 下,赝自旋双重态( $2g_{7/2}, 1i_{11/2}$ )的波函数下分量劈裂随着半径 $R$ 的变化情况;(c)在势 $V+S$ 下,赝自旋双重态( $2g_{7/2}, 1i_{11/2}$ )的波函数下分量劈裂随着势阱深度 $V_0$ 的变化情况

首先从各图的纵坐标可见赝自旋双重态波函数的下分量的对称性是很好的,这与文献[20, 21]中的结论是一致的.此外,还可以发现各图中当波函数劈裂最大时对应的横坐标 $r$ 在7fm至8fm之间,而此时计算所用的核半径参数 $R=7.4$ fm,这说明波函数劈裂在核内部较小,随着 $r$ 的增大而增大,在核的表面附近达到最大.而图4(b)中的右移现象更加证实了这一点.

当通过保持参数 $R$ ,  $|V_0|$ 和 $\Delta_0$ 不变,而只改变参数 $a$ 来研究赝自旋波函数劈裂随着弥散度的变化情况时,从图4(a)可见:(1)随着 $a$ 的增大,波函数劈裂趋于向核的表面弥散,这可以认为是由于势场随着 $a$ 的增大向核的外部弥散造成的.(2)由于波函数劈裂的大小与双重态之间所围的面积成正比的,在图4(a)中通过计算可得随着 $a$ 的增大,各个 $a$ 对应的赝自旋双重态波函数所围的面积之比是1:1.034:1.133:1.153,这说明赝自旋双重态波函数劈裂随着 $a$ 的增大而增大,这一点与图2(a)分析的结果相反,这也就意味着赝自旋对称性是一种动力学对称性<sup>[27]</sup>.

如果保持其余参数不变,只改变半径参数 $R$ 时,赝自旋波函数劈裂随着 $R$ 的变化情况画在图4(b)中:(1)随着 $R$ 的增大,波函数劈裂向核表面弥散的现象更加明显,这是由于势场随着 $R$ 的增大向核的外部弥散造成的.(2)由于在图4(b)中随着 $R$ 的增大,各个 $R$ 对应的赝自旋双重态波函数所围的面积之比是1:0.718:0.662:0.621,这说明赝自旋双重态波函数劈裂随着 $R$ 的增大而减小,这一点与图2(b)分析的结果也相反,这又说明了赝自旋对称性是一种动力学对称性<sup>[27]</sup>.

与上面类似,当保持参数 $a$ ,  $R$ 不变,通过改变 $|V_0|$ 来研究赝自旋波函数劈裂随着势阱深度的变化情况时,由图4(c)可见:随着 $|V_0|$ 的增大,各个 $|V_0|$ 对应的赝自旋双重态波函数所围的面积之比是1:0.921:0.876:0.854,这说明赝自旋双重态波函数劈裂随着 $|V_0|$ 的增大而减小,这一点与图2(c)分析的结果也相反,这再次说明了赝自旋对称性是一种动力学对称性<sup>[27]</sup>.此外,从图4(c)可见:随着 $|V_0|$ 的增大,波函数劈裂没有明显的右移现象,也就是说波函数劈裂对于 $|V_0|$ 的变化不敏感.这是由于 $V_0$ 只是改变势阱深度而造成的.

## 4 总结

通过在Wood-Saxon势场中求解具有标量势与矢量势的Dirac方程,系统研究了赝自旋对称性.以 $^{208}\text{Pb}$ 为例,当把核内的平均场取为Wood-Saxon势时,赝自旋破缺就可以通过联系弥散度 $a$ ,核半径 $R$ 以及势阱深度 $V_0$ 得以展现出来.其中Wood-Saxon势中的参数 $a$ 以及 $R$ 对于赝自旋能级劈裂和波函数劈裂的影响最大,而势阱深度 $V_0$ 只产生微小的影响.随着平均场的变化,赝自旋双重态会出现能级反转现象.具有较大 $\tilde{n}$ 或 $\tilde{l}$ 的赝自旋双重态能级劈裂对于参数的变化更敏感.赝自旋波函数下分量劈裂随着参数 $a$ 和 $R$

的增大向核表面扩散,并且在核表面附近达到最大。当参数  $a$  增大时,赝自旋波函数下分量的劈裂是增大

的,但是当参数  $R$  或  $|V_0|$  增大时,赝自旋波函数下分量的劈裂却在减小。

### 参考文献(References)

- 1 Arima A, Harvey M, Shimizu K. Phys. Lett., 1969, **B30**: 517
- 2 Hecht K T, Adler A. Nucl. Phys., 1969, **A137**: 129
- 3 Bohr A, Hamamoto I, Mottelson B R. Phys. Scr., 1982, **26**: 267
- 4 Dudek J, Nazarewicz W, Szymanski Z et al. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**: 1405
- 5 Nazarewicz W, Twin P J, Fallon P et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **64**: 1654
- 6 Stephens F S. Phys. Rev. Lett., 1990, **65**: 301
- 7 ZENG J Y, MENG J, WU C S et al. Phys. Rev., 1991, **C44**: R1745
- 8 Bohr A, Hamamoto I, Mottelson B R. Phys. Scr., 1982, **26**: 267
- 9 Bahri C, Draayer J P, Moszkowski S A. Phys. Rev. Lett., 1992, **68**: 2133
- 10 Blokhin A L, Beuschel T, Draayer J P et al. Nucl. Phys., 1997, **A612**: 163
- 11 Castanos O, Moshinsky M, Quesne C. Phys. Letts., 1992, **B277**: 238
- 12 Blokhin A L, Bahri C, Draayer J P. J. Phys., 1996, **A29**: 2039
- 13 Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**: 1
- 14 Ginocchio J N. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**: 436
- 15 MENG J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S et al. Phys. Rev., 1998, **C58**: R628
- 16 MENG J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S et al. Phys. Rev., 1999, **C59**: 154
- 17 Ginocchio J N. Phys. Rev. Lett., 1999, **82**: 4599
- 18 Sugawara-Tanabe K, Arima A. Phys. Rev., 1998, **C58**: R3065
- 19 Leeb H, Wilmsen S. Phys. Rev., 2000, **C62**: 024602
- 20 Ginocchio J N, Leviatan A. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 072502
- 21 Ginocchio J N. Phys. Rev., 2002, **C66**: 064312
- 22 Leviatanand A, Ginocchio J N. Phys. Lett., 2001, **B518**: 214
- 23 Alberto P, Fiolhais M, Malheiro M et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**: 5015
- 24 Lalazissis G A, Gambir Y K, Maharana J P et al. Phys. Rev., 1998, **C58**: R45
- 25 Marcos S, Lo'pez-Quelle M, Niembro R et al. Phys. Lett., 2001, **B513**: 30
- 26 Blokhin A L, Bahri C, Draayer J P. Phys. Rev Lett., 1995, **74**: 4149
- 27 Arima A. Report No, RIKEN-AF-NP-276

## Pseudospin Symmetry in the Dirac Equation with (Scalar and Vector) Woods-Saxon Potential\*

XU Qiang<sup>1;1)</sup> WANG Ruo-Dong<sup>2</sup> ZHU Sheng-Jiang<sup>1</sup>

1 (Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2 (School of Physics and Material Science, Anhui University, Hefei 230039, China)

**Abstract** The pseudospin symmetry is systematically investigated by solving the Dirac equation with an (scalar and vector) Woods-Saxon potential. We find that the splittings of pseudospin energy and the lower component of pseudospin doublets are sensitive to the nuclear radius and the nuclear diffusivity, but to the depth of nuclear potential. The splitting of pseudospin energy with larger  $\tilde{n}$  or  $\tilde{l}$  is more sensitive to the values of the parameters. The energy level crossing is also found for some pseudospin partners with variation of the nuclear mean field. With the increasing of nuclear radius and nuclear diffusibility, the splitting of the lower component of pseudospin doublets diffuses toward the nuclear surface and reaches the largest value on the nuclear surface. The splitting of pseudospin doublets increases with increasing nuclear diffusibility but decreases with increasing nuclear radius and the depth of nuclear potential. Because the variations of the parameters  $R$  and  $V_0$  are related with the number of nucleon and the characteristics of nuclear surface can be described by the parameter of diffusibility, the conclusions obtained are meaningful for analyzing nuclear properties.

**Key words** Woods-Saxon potential, pseudospin symmetry, Dirac equation

Received 5 July 2005

\*Supported by National Natural Science Foundation of China (10375032) and Doctor Fund of Ministry of Education of China (20030003090)

1) E-mail: xuqiang1023@sina.com.cn