

从 Sn 质子滴线核到 Sn 中子滴线核的自旋对称性和赝自旋对称性*

徐强^{1;1)} 郭建友² 朱胜江¹

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 在球形相对论平均场模型下, 采用 NLSH 相互作用全面研究了从 Sn 质子滴线核到 Sn 中子滴线核的自旋对称性和赝自旋对称性. 发现: 1) 随着核子数的增大, 中子和质子的赝自旋波函数劈裂基本上都是减小的, 并且质子的变化趋势更加明显. 中子高能级的自旋波函数劈裂随着核子数的增大也是减小的. 2) 对于特定的同位素, 当 $\tilde{n} = 1$ 时, 赝自旋波函数劈裂随着 \tilde{l} 的增大而增大. 当 $n = 2$ 时, 中子的自旋波函数劈裂随着 l 的增大而增大. 当 $l = 2$ 或 $l = 3$ 时, 中子的自旋波函数劈裂随着 n 的增大而增大. 3) 中子和质子的赝自旋劈裂之间的差别总是比自旋劈裂的差别更大一些.

关键词 赝自旋对称性 自旋对称性 相对论平均场理论

1 引言

早在 20 世纪 70 年代前, 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^[1, 2]. 这种对称性已经被用来解释许多核结构现象, 例如: 形变^[3]、超形变^[4]、全同带^[5, 6]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 $\tilde{s} = 1/2$ 来更好地表达. 例如 $3s_{1/2}$ 与 $2d_{3/2}$ 可以看作成一个赝自旋双重态 $2\tilde{p}_{1/2}, 2\tilde{p}_{3/2}$.

由于上述的成就, 自从发现赝自旋对称性以来, 已有大量的工作试图去寻找它的根源. 除了形式上的量子数被重新标记以外, 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^[7, 8]. 而赝自旋对称性和相对论平均场 (RMF)^[9] 的关系首先是 Bahri 等人在文献 [7] 中提出来的. 他们发现 RMF 理论可以近似地解释非相对论计算中的赝自旋对称性所要求的 $s \cdot s$ 强度与 $l \cdot l$ 强度的比例关系. 基于 RMF 理论, Ginocchio^[10]

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了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^[11, 12].

然而由于在实际的核中 $\Sigma = 0$ 与 $d\Sigma/dr$ 只能近似成立^[11, 12], 所以赝自旋对称性就会与相对论核子势有联系. Alberto 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^[13]. 郭建友等人通过求解具有谐振子势形状的径向标量势和矢量势下的 Dirac 方程分别研究了赝自旋能级对称性和赝自旋波函数对称性情况^[14]. 最近, 郭建友等人又通过求解具有 Woods-Saxon 势形状的径向标量势和矢量势下的 Dirac 方程分析了共振态下的赝自旋能级劈裂随着参数 a , R 和 V_0 的变化情况^[15]. 我们通过求解具有 Woods-Saxon 势形状的径向标量势和矢量势下的 Dirac 方程分析了赝自旋波函数劈裂随着参数 a , R 和

2006 - 05 - 09 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: xuqiang05@mails.tsinghua.edu.cn

V_0 的变化情况, 进一步得到了一些关于赝自旋波函数对称性的动力学特性^[16]. 孟杰等人用 RMF 理论对从 Sn 的质子滴线核到中子滴线核的自旋能级劈裂和赝自旋能级劈裂分别进行了研究^[12, 17]. 张双全等人也用 RMF 理论对 Ca 的中子滴线核的自旋能级劈裂进行了分析^[18]. 由于赝自旋对称性和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和自旋双重态的上分量分别是近似相等的^[16, 19]. 所以, 我们有必要用 RMF 理论从能级劈裂和波函数劈裂对从 Sn 的质子滴线核到中子滴线核的自旋对称性和赝自旋对称性进行全面的分析.

2 理论框架

众所周知, RMF 理论对核结构的描述取得了很大成功. 关于 RMF 理论的综述性文章可参见文献 [20, 21]. 由于 RMF 理论可以自然地给出赝自旋对称性和自旋对称性的解释, 下面我们首先给出 RMF 理论及其对球形核描述的大致框架.

RMF 模型把核子描述成在介子场中运动的 Dirac 粒子, 核子通过交换 σ 介子、 ω 介子和 ρ 介子发生相互作用 (质子还通过交换光子产生电磁相互作用). 其出发点是一个有效的拉格朗日密度:

$$\begin{aligned} L = & \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M - g_\sigma \sigma - g_\omega \gamma^\mu \omega_\mu - g_\rho \gamma^\mu \rho_\mu^\alpha \tau^\alpha - \\ & e\gamma^\mu \mathbf{A}^\mu \frac{1}{2}(1 - \tau^3))\Psi + \frac{1}{2}\partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - \frac{1}{2}m_\sigma^2 \sigma^2 - \\ & \frac{1}{3}g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4}g_3 \sigma^4 - \frac{1}{4}\mathbf{w}^{\mu\nu} \mathbf{w}_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu - \\ & \frac{1}{4}\mathbf{R}_{\mu\nu} \mathbf{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2 \rho^{\alpha\mu} \rho_\mu^\alpha - \frac{1}{4}\mathbf{F}^{\mu\nu} \mathbf{F}_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中介子场和电磁场张量为

$$\mathbf{W}^{\mu\nu} = \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu, \quad (2)$$

$$\mathbf{R}_{\mu\nu} = \partial^\mu \rho^{\alpha\nu} - \partial^\nu \rho^\mu, \quad (3)$$

$$\mathbf{F}_{\mu\nu} = \partial^\mu \mathbf{A}^\nu - \partial^\nu \mathbf{A}^\mu. \quad (4)$$

这里 $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0$, Ψ 是描述核子的 Dirac 旋量, 而 M , m_σ , m_ω 和 m_ρ 分别是核子, σ , ω , ρ 介子的质量. g_σ , g_ω , g_ρ 和 $e^2/4\pi$ 分别是 σ , ω , ρ 介子和光子的耦合常数, g_2 和 g_3 是 σ 介子的自相互作用常数. 介子场包括同位旋标量-标量 σ 介子, 同位旋标量-矢量 ω 介子、同位旋矢量-矢量 ρ 介子. 利用变分原理可得到核子的运动方程, 即 Dirac 方程

$$[\alpha \cdot \mathbf{p} + \beta(M + S(r))]\Psi_i = \varepsilon_i \Psi_i, \quad (5)$$

以及介子的运动方程

$$(-\Delta + m_\sigma^2)\sigma(r) = -g_\sigma \rho_s(r) - g_2 \sigma^2(r) - g_3 \sigma^3(r), \quad (6)$$

$$(-\Delta + m_\omega^2)\omega^\mu(r) = g_\omega j^\mu(r), \quad (7)$$

$$(-\Delta + m_\rho^2)\rho^\alpha_\mu(r) = g_\rho j^{\alpha\mu}(r), \quad (8)$$

$$-\Delta A_0^\mu = e j_\rho^\mu(r), \quad (9)$$

这里 $V(r)$ 和 $S(r)$ 分别是矢量势和标量势:

$$V(r) = g_\omega \gamma^\mu \omega_\mu(r) + g_\rho \tau \gamma^\mu \rho_\mu(r) + \frac{1}{2}e(1 - \tau_3)\gamma^\mu A_\mu(r), \quad (10)$$

$$S(r) = g_\sigma \sigma(r), \quad (11)$$

标量密度和矢量流分别为

$$\rho_s(r) = \sum_{i=1}^A \bar{\Psi}_i \Psi_i, \quad (12)$$

$$j^\mu(r) = \sum_{i=1}^A \bar{\Psi}_i \gamma^\mu \Psi_i, \quad (13)$$

$$j^{\alpha\mu}(r) = \sum_{i=1}^A \bar{\Psi}_i \gamma^\mu \tau^\alpha \Psi_i, \quad (14)$$

$$j_\rho^\mu(r) = \sum_{i=1}^A \bar{\Psi}_i \gamma^\mu \frac{1}{2}(1 - \tau_3) \Psi_i. \quad (15)$$

这里求和符号表示对价核子求和. 与通常的平均场方法一样, 这里忽略了来自负能的贡献, 即采用无海近似, 真空没有激发. 耦合方程可以自洽地迭代计算, 并进一步计算出结合能、密度、单粒子能级、径向波函数以及各种均方根半径.

3 赝自旋对称性和自旋对称性的解释

对于(5)式波函数的求解可以分为角量部分和径向部分来进行. 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

$$\Psi_{n\kappa}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} f_{n\kappa} \\ g_{n\kappa} \end{pmatrix} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} F_{n\kappa}(r) Y_{jm}^l(\theta, \phi) \\ i G_{n\kappa}(r) Y_{j\bar{m}}^{\bar{l}}(\theta, \phi) \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$$\hat{\kappa} = -\beta(\Sigma \cdot \hat{L} + 1), \quad (17)$$

上式中 Σ 是 Pauli-Dirac 表象中的自旋算符, \hat{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 \bar{l} 分别是 Dirac 旋量的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(16)式代入(5)式, 可以得到下列径向方程:

$$\left(\frac{d}{dr} + \frac{\kappa}{r}\right) F_{n\kappa}(r) = (M + E_{n\kappa} - \Delta) G_{n\kappa}(\kappa), \quad (18)$$

$$\left(\frac{d}{dr} - \frac{\kappa}{r}\right) G_{n\kappa}(r) = (M - E_{n\kappa} + \Sigma) F_{n\kappa}(\kappa), \quad (19)$$

其中 $\Delta = V(r) - S(r)$, $\Sigma = V(r) + S(r)$. 消去 $F_{n\kappa}(r)$ 或 $G_{n\kappa}(r)$, 可以得到下列方程:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\kappa(\kappa+1)}{r^2} - (M + E_{n\kappa} - \Delta)(M - E_{n\kappa} + \Sigma) + \frac{d\Delta}{dr} \left(\frac{d}{dr} + \frac{\kappa}{r}\right)\right] F_{n\kappa}(r) = 0, \quad (20)$$

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\kappa(\kappa-1)}{r^2} - (M + E_{n\kappa} - \Delta)(M - E_{n\kappa} + \Sigma) + \frac{d\Sigma}{dr} \left(\frac{d}{dr} - \frac{\kappa}{r}\right)\right] G_{n\kappa}(r) = 0. \quad (21)$$

在(20)式中, 若 $\Delta = 0$ 或 $d\Delta/dr = 0$ 时, 得

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\kappa(\kappa+1)}{r^2} - (M + E_{n\kappa} - \Delta)(M - E_{n\kappa} + \Sigma)\right] \times F_{n\kappa}(r) = 0, \quad (22)$$

当令 $\kappa(\kappa+1) = l(l+1)$, 对于给定的 $l \neq 0$, κ 可以有两个取值: $\kappa_1 = l$, $\kappa_2 = -l - 1$, 这说明具有相同的 l , 不同 κ 的两个态会简并, 并且它们具有相同的本征能量 $E_{n\kappa}$ 和上分量径向波函数 $F_{n\kappa}(r)$. 这就是严格的自旋对称性.

在(21)式中, 若 $\Sigma = 0$ 或 $d\Sigma/dr = 0$ 时, 得

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\kappa(\kappa-1)}{r^2} - (M + E_{n\kappa} - \Delta)(M - E_{n\kappa} + \Sigma)\right] \times G_{n\kappa}(r) = 0, \quad (23)$$

当引入 $\tilde{l} = l + 1$, 并令 $\kappa(\kappa-1) = \tilde{l}(\tilde{l}+1)$, 则对于给定的 $\tilde{l} \neq 0$, κ 有两个取值: $\kappa_1 = -\tilde{l}$, $\kappa_2 = \tilde{l} + 1$, 也就是说具有相同 \tilde{l} , 不同 κ 的两个态会简并, 并且它们具有相同的本征能量 $E_{n\kappa}$ 和下分量径向波函数 $G_{n\kappa}(r)$. 这就是严格的赝自旋对称性.

但是在实际的核中, Δ 和 Σ 都不为零, 所以就存在自旋对称性破缺和赝自旋对称性破缺.

4 赝自旋对称性和自旋对称性特性

采用 NLSH 参数组^[22] 在大小为 $R=20\text{fm}$, 步长为 0.1fm 的盒内利用平均场近似自洽求解 RMF 方程, 以

下几个图反映分别从 Sn 的质子滴线核到 Sn 的中子滴线核 (即: ^{96}Sn , ^{110}Sn , ^{120}Sn , ^{130}Sn , ^{140}Sn , ^{150}Sn , ^{160}Sn , ^{170}Sn) 的自旋能级劈裂 ($\Delta E = (E_{l_j=l-1/2} - E_{l_j=l+1/2})/(2l+1)$)、波函数劈裂和赝自旋能级劈裂 ($\Delta E = (E_{\tilde{l}_j=\tilde{l}-1/2} - E_{\tilde{l}_j=\tilde{l}+1/2})/(2\tilde{l}+1)$)、波函数劈裂随着 Sn 的核子数 (A) 的变化情况. 这里的自旋波函数劈裂的大小与自旋双重态径向波函数上分量之间所围的面积成正比, 而赝自旋波函数劈裂的大小与赝自旋双重态径向波函数下分量之间所围的面积成正比^[16]. 自旋双重态能级从低到高排列依次为: $1(1\tilde{p}_{3/2}, 1\tilde{p}_{1/2})$, $2(1\tilde{d}_{5/2}, 1\tilde{d}_{3/2})$, $3(1\tilde{f}_{7/2}, 1\tilde{f}_{5/2})$, $4(2\tilde{p}_{3/2}, 2\tilde{p}_{1/2})$, $5(1\tilde{g}_{9/2}, 1\tilde{g}_{7/2})$, $6(2\tilde{d}_{5/2}, 2\tilde{d}_{3/2})$. 赝自旋双重态能级从低到高排列依次为:

$1(1p_{1/2}, 1p_{3/2})$, $2(1d_{3/2}, 1d_{5/2})$, $3(1f_{5/2}, 1f_{7/2})$, $4(2p_{1/2}, 2p_{3/2})$, $5(1g_{7/2}, 1g_{9/2})$, $6(2d_{3/2}, 2d_{5/2})$, $7(1h_{9/2}, 1h_{11/2})$, $8(2f_{5/2}, 2f_{7/2})$.

从图 1 可见, 从 Sn 的质子滴线核到 Sn 中子滴线核, 自旋能级劈裂随着核子数的增大基本上在减少, 并且中子与质子的自旋能级劈裂差别非常小. 这与文献[17]中的结论一致, 并且根据文献[17]中的观点, 自旋能级劈裂随着核子数的增大而整体的下降趋势主要归因于反核子势能的微分及平均场的弥散. 而中子与质子的自旋能级很小是由于反核子势 Δ 是一个很大的量 (约 700MeV) 造成的.

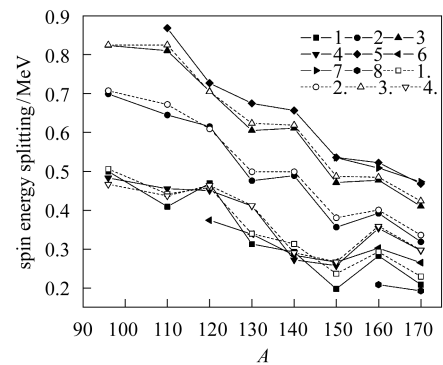


图 1 Sn 同位素链的自旋能级劈裂随着核子数的变化情况

实心点和空心点分别代表中子和质子的能级劈裂.

对于特定的核素, 不同的自旋双重态所处的势场是相同的, 因此有必要研究对于不同的量子数, 能级劈裂是如何变化的. 如图 1 所示, $n = 1$ 时, 中子和质子自旋能级劈裂随着 l 的增大而增大 (如 $1, 2, 3, 5$). 当 $n = 2$ 时, 中子的自旋能级劈裂却随着 l 的增大而减小 (如 $4, 6, 8$). 当 $l = 2$ 或 $l = 3$ 时, 中子自旋能级劈裂随着 n 的增大而减小 (如 2 和 6 , 3 和 8). 以上这些规律与文献

[14]的结论一致, 并且根据文献[14]中的观点, 我们认为这些特性是核子的密度分布与自旋轨道势的交叠造成的.

在图2中, 中子与质子的自旋波函数劈裂差别也非常小. 但是随着核子数的增大, 除了中子自旋波函数劈裂的高能级部分(如5,6,7,8)基本上是在减小, 其余的自旋波函数劈裂都只呈现出波动的变化趋势. 对于特定的同位素, 当 $n=2$ 时, 中子自旋波函数随着 l 的增大而增大(如4,6,8). 当 $l=2$ 或 $l=3$ 时, 中子自旋波函数劈裂随着 n 的增大而增大. 此外, 从图1和图2中可见, 随着核子数的增大, 不管是能级劈裂还是波函数劈裂, 自旋双重态1和4的差异总是很小, 并且, 自旋双重态2和3的波函数劈裂也近似相等.

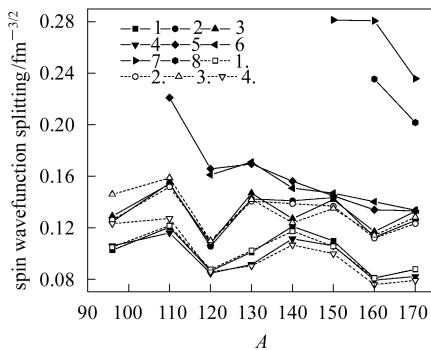


图 2 Sn 同位素链的自旋波函数劈裂随着核子数的变化情况

实心点和空心点分别代表中子和质子的波函数劈裂.

图3反映从 Sn 的质子滴线核到 Sn 的中子滴线核的赝自旋能级劈裂随着核子数的变化情况. 从图3可见随着核子数的增大, 中子高能级的赝自旋能级劈裂基本上保持不变. 而质子的赝自旋能级劈裂只呈现出波动的变化趋势. 但是在图3中, 当研究特定核素的能级劈裂随着不同量子数如何变化时, 却有很强的规律性. 当 $\tilde{n}=1$ 时, 赝自旋能级劈裂随着 \tilde{l} 的增大而减小(如1,2,3,5), 当 $\tilde{l}=1$ 或2时, 赝自旋能级劈裂随着 \tilde{n} 的增大而减小. 此外, 我们还发现对于中子赝自旋高能级(如5,6)会出现负值. 这意味着靠近费米面的高能级中会出现能级反转现象, 即 $E_{\tilde{n}\tilde{l}+1/2} < E_{\tilde{n}\tilde{l}-1/2}$ 变成了 $E_{\tilde{n}\tilde{l}+1/2} > E_{\tilde{n}\tilde{l}-1/2}$. 这一规律在实验上以及文献[12]中都被发现了.

在图4中, 赝自旋波函数劈裂随着核子数的增大基本上是减小的, 并且质子的变化趋势更加明显. 当 $\tilde{n}=1$ 时, 赝自旋波函数劈裂随着 \tilde{l} 的增大而增大(如1,2,3,5). 而当 \tilde{l} 一定时, 赝自旋波函数劈裂随着 \tilde{n} 增大的变化却很小(如1和4, 2和6). 此外, 中子和质子的赝自旋劈裂之间的差别要比自旋劈裂的差别更大一些. 这是因为相对于反核子势 Δ (约700MeV), 核子势

Σ (约-60MeV)比较小造成的.

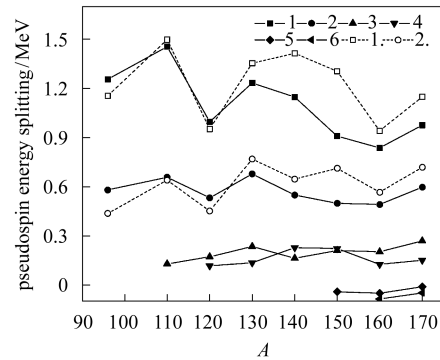


图 3 Sn 同位素链的赝自旋能级劈裂随着核子数的变化情况

实心点和空心点分别代表中子和质子的赝能级劈裂.

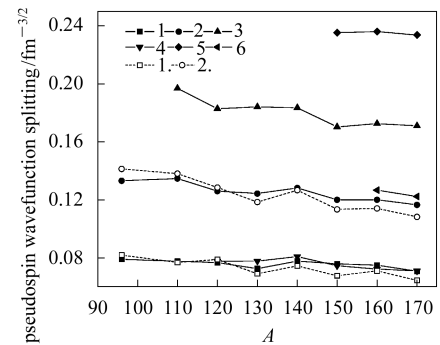


图 4 Sn 同位素链的赝自旋波函数劈裂随着核子数的变化情况

实心点和空心点分别代表中子和质子的波函数劈裂.

5 总结

本文利用RMF理论全面研究了从 Sn 质子滴线核到 Sn 中子滴线核的自旋对称性和赝自旋对称性. 通过系统的分析, 我们得到了一些新发现: 1) 随着核子数的增大, 中子和质子的赝自旋波函数劈裂基本上都是减小的, 并且质子的变化趋势更加明显. 只有中子高能级的自旋波函数劈裂也是随着核子数的增大而减小. 此外, 自旋双重态1和4的能级劈裂和波函数劈裂随着核子数的变化始终很小. 2) 对于特定的同位素, 当 $\tilde{n}=1$ 时, 赝自旋波函数劈裂随着 \tilde{l} 的增大而增大. 当 $\tilde{n}=2$ 时, 中子的自旋波函数劈裂随着 l 的增大而增大. 当 $l=2$ 或3时, 中子的自旋波函数劈裂随着 n 的增大而增大. 3) 中子和质子的赝自旋劈裂之间的差别要比自旋劈裂的差别更大一些. 我们认为这些发现是对文献[12,17]的有益补充, 并且有助于人们加深对于原子核中的赝自旋对称性和自旋对称性的认识.

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 Bahri C, Draayer J P, Moszkowski S A. Phys. Rev. Lett., 1992, **68**: 2133
- 8 Blokhin A L, Beuschel T, Draayer J P et al. Nucl. Phys., 1997, **A612**: 163
- 9 Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**: 1
- 10 Ginocchio J N. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**: 436
- 11 MENG J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S et al. Phys. Rev., 1998, **C58**: R628
- 12 MENG J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S et al. Phys. Rev., 1999, **C59**: 154
- 13 Alberto P, Fiolhais M, Malheiro M et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**: 5015
- 14 GUO J Y, FANG X Z, XU F X. Nucl. Phys., 2005, **A757**: 441
- 15 GUO J Y, WANG R D, FANG X Z. Phys. Rev., 2005, **C72**: 054319
- 16 XU Q, ZHU S J. Nucl. Phys., 2006, **A768**: 161
- 17 MENG J, Tanihata I. Nucl. Phys., 1999, **A650**: 176
- 18 ZHANG S Q, MENG J, ZHOU S G. Science in China, 2003, **G33**: 289—316 (in Chinese)
(张双全, 孟杰, 周善贵. 中国科学, 2003, **G33**: 289—316)
- 19 Ginocchio J N, Leviatan A. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 072502
- 20 MENG J, Toki H, ZHOU S G et al. Progr. Part. Nucl. Phys., 2005, in press
- 21 Vretenar D, Afanasjev A V, Lalazissis G A et al. Phys. Reports, 2005, **409**: 101
- 22 Sharma M M, Nagarajan M A, Ring P. Phys. Lett., 1993, **B312**: 377

Pseudospin Symmetry and Spin Symmetry in Sn Isotopes from the Proton Drip Line to the Neutron Drip Line^{*}

XU Qiang^{1;1)} GUO Jian-You² ZHU Sheng-Jiang¹

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

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

Abstract Pseudospin symmetry and spin symmetry in Sn isotopes from the proton drip line to the neutron drip line are investigated in spherical relativistic mean field theory with NLSH force parameter. We can conclude the following: (1) The pseudospin wavefunction splitting decreases from the proton drip line to the neutron drip line for all the pseudospin doublets. Only the neutron spin wavefunction splitting for the high energy level decreases monotonically with increasing the number of neutrons. (2) As for the certain isotope, when $\tilde{n}=1$, pseudospin wavefunction splitting increases monotonically with \tilde{l} increasing. When $n=2$, only the neutron spin wavefunction splitting increases monotonically with l increasing. When $l=2$ or 3, only the neutron spin wavefunction increases monotonically with n increasing. (3) The spin-orbital splitting for the neutron and proton is always closer to each other than their pseudospin pseudo-orbital splitting in the relativistic mean field theory.

Key words pseudospin symmetry, spin symmetry, relativistic mean field

Received 9 May 2006

^{*} Supported by National Natural Science Foundation of China (10375032) and Doctoral Fund of Ministry of Education of China (20030003090)

1) E-mail: xuqiang05@mails.tsinghua.edu.cn