

文章编号: 1007-4627(2005)04-0391-04

原子核反核子谱的自旋对称性*

周善贵

(中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000)

孟杰

(北京大学物理学院, 北京 100871)

(中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 简要介绍原子核反核子谱的自旋对称性。通过分析包含标量势和矢量势的核子及反核子 Dirac 方程的性质, 给出核子谱的自旋对称性和反核子谱的自旋对称性的起因。对于反核子双重态, 除了它们的能量非常接近以外, 它们的波函数也几乎严格地满足自旋对称性所要求的关系。

关键词: 相对论平均场理论; 自旋; 对称性

中图分类号: O571.21 **文献标识码:** A

1 引言

原子核的对称性及对称性的破缺是核物理最重要的研究内容之一。20 世纪 50 年代, 为了解释原子核的幻数, Jensen 和 Mayer 提出原子核单粒子谱的自旋对称性有较大的破缺, 这为原子核的壳层模型提供了坚实的基础。原子核的自旋轨道耦合强度与核势的表面弥散, 进而与核子密度分布的表面弥散有关。

1969 年, Arima 及其合作者^[1]以及 Hecht 及其合作者^[2]在研究原子核的单粒子能谱时, 发现了原子核的自旋对称性。径向量子数 n 相差 1、总角动量 j 相差 1、轨道角动量 l 相差 2 的两条单粒子能级, 在引入赝量子数 $\tilde{l} = l \pm 1$, $\tilde{j} = j$ 和 $\tilde{s} = 1/2$ 后, 成为一对赝自旋伙伴态。赝自旋轨道劈裂比自旋轨道劈裂小得多, 因此原子核具有较好的赝自旋对称性。例如, 从图 1 中可以看出以下几对能级的能量比较接近, $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$, $2p_{3/2}$ 和 $1f_{5/2}$, $2d_{5/2}$ 和 $1g_{7/2}$ 以及 $3s_{1/2}$ 和 $2d_{3/2}$ 等; 它们可以分别被标记为赝自旋伙伴态 $1\tilde{p}_{1/2,3/2}$, $1\tilde{d}_{3/2,5/2}$, $1\tilde{f}_{5/2,7/2}$ 以及 $2\tilde{p}_{1/2,3/2}$ 。

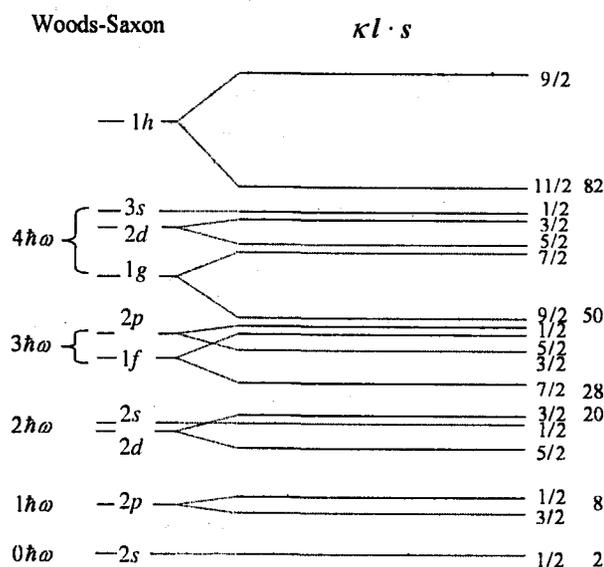


图 1 原子核单核子谱示意图

按照赝轨道角动量和赝自旋的定义, $np_{1/2}$ 对应于赝自旋单态 $n\tilde{s}_{1/2}$, 因而没有伙伴态。从图 1 也可以看出, 对于径向量子数为 1, $j = l + 1/2$ 的单核子态, 如 $1s_{1/2}$, $1d_{5/2}$ 等, 也没有赝自旋伙伴态。它

收稿日期: 2005-09-21

* 基金项目: 国家重点基础研究发展规划资助项目(G2000077407); 国家自然科学基金资助项目(10375001, 10435010, 10475003); 中国科学院知识创新方向性项目(KJXCZ-SW-No2)

作者简介: 周善贵(1971-), 男(汉族), 黑龙江讷河人, 副研究员, 从事原子核理论研究; E-mail: sgzhou@itp.ac.cn

们被称为闯入态。

原子核的赝自旋对称性被发现以后,人们一直在探索这种对称性的起源。但直到最近,才认识到赝自旋对称性是一种相对论对称性^[3-5]。在原子核的相对论理论中,核子的运动方程是 Dirac 方程。赝量子数实际上是核子 Dirac 波函数小分量的量子数。在 Dirac 哈密顿量中,当吸引的标量势和排斥的矢量势相互抵消时,就会自动给出严格的赝自旋对称性。但是,在实际的原子核中,标量势和矢量势并不严格抵消,因此赝自旋对称性有破缺。但由于这两种势的大小接近、符号相反,因此它们的和很小,赝自旋对称性的破缺很小。

求解 Dirac 哈密顿量不仅可以给出正能量态,也可以给出负能量态。Dirac 方程的负能量态对应着反核子态。最近的研究发现,在原子核的反核子谱中存在一种新的对称性——自旋对称性^[6,7]。这种对称性的起源与核子谱的赝自旋对称性的起源相同,但自旋对称性破缺更小,几乎是严格的^[7]。

本文简要介绍原子核反核子谱的自旋对称性。首先给出原子核相对论平均场理论的基本框架,然后讨论反核子谱自旋对称性的起源,并利用相对论平均场理论在实际核验证这种对称性。

2 RMF 理论框架

20 世纪 80 年代以来,原子核的相对论平均场(简称 RMF)理论在描述原子核性质方面取得了很大的成功^[8-12]。

RMF 理论的出发点是如下拉氏量密度

$$L = \bar{\Psi}_i (i\gamma_\mu \partial^\mu - M) \Psi_i + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - U(\sigma) - g_\omega \bar{\Psi}_i \gamma_\mu \sigma \Psi_i - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - g_\omega \bar{\Psi}_i \gamma_\mu \omega^\mu \Psi_i - \frac{1}{4} \mathbf{R}_{\mu\nu} \mathbf{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \rho^\mu - g_\rho \bar{\Psi}_i \gamma_\mu \boldsymbol{\rho}^\mu \boldsymbol{\tau} \Psi_i - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - e \bar{\Psi}_i \frac{1 - \tau_3}{2} \gamma_\mu A^\mu \Psi_i, \quad (1)$$

其中,

$$U(\sigma) = \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{g_2}{3} \sigma^3 + \frac{g_3}{4} \sigma^4, \quad \begin{cases} \Omega_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu \\ \mathbf{R}_{\mu\nu} = \partial_\mu \boldsymbol{\rho}_\nu - \partial_\nu \boldsymbol{\rho}_\mu - g_\rho (\rho_\mu \times \rho_\nu) \\ F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \end{cases}$$

利用变分原理,可以导出核子、介子以及光子的运动方程。它们是一组非线性的耦合方程。在平均场近似和无海近似下,数值求解这些方程,可以得到核子单粒子能级和波函数以及介子场和光子场。进而计算出原子核的基态性质,如结合能、半径、形变、单粒子能级和密度分布等。核子在由介子场决定的标量势 $S(\mathbf{r})$ 和矢量势 $V(\mathbf{r})$ 中运动。为了讨论方便,我们用下标“N”表示核子,用“A”表示反核子。核子的运动方程是

$$[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta(M + S_N(\mathbf{r})) + V_N(\mathbf{r})] \Psi_N(\mathbf{r}, s) = \epsilon_N \Psi_N(\mathbf{r}, s), \quad (2)$$

其中, $V_N(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r})$, $S_N(\mathbf{r}) = S(\mathbf{r})$ 。我们只讨论球形核,核子的 Dirac 波函数可以用下面的四分量旋量来表示

$$\Psi_N(\mathbf{r}, s) = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} iG_{n\kappa}(\mathbf{r}) Y_{\kappa m}(\Omega, s) \\ -F_{n\kappa}(\mathbf{r}) Y_{-\kappa m}(\Omega, s) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中, $\kappa = (-1)^{j+l+1/2} (j+1/2)$, $Y_{\pm\kappa m}$ 是自旋球旋量。对式(2)和式(3)进行电荷共厄变换,可以得到反核子的运动方程

$$[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta(M + S_A(\mathbf{r})) + V_A(\mathbf{r})] \Psi_A(\mathbf{r}, s) = \epsilon_A \Psi_A(\mathbf{r}, s), \quad (4)$$

其中, $V_A(\mathbf{r}) = -V(\mathbf{r})$, $S_A(\mathbf{r}) = S(\mathbf{r})$,

$$\Psi_A(\mathbf{r}, s) = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} -F_{n\bar{\kappa}}(\mathbf{r}) Y_{\bar{\kappa} m}(\Omega, s) \\ iG_{n\bar{\kappa}}(\mathbf{r}) Y_{-\bar{\kappa} m}(\Omega, s) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中 $\bar{\kappa} = -\kappa$ 。反核子径向 Dirac 波函数满足的一阶耦合微分方程为

$$\begin{cases} \epsilon_A F = \left(+\frac{\partial}{\partial r} - \frac{\bar{\kappa}}{r} \right) G + [M + S_A(\mathbf{r}) + V_A(\mathbf{r})] F \\ \epsilon_A G = \left(-\frac{\partial}{\partial r} - \frac{\bar{\kappa}}{r} \right) F - [M + S_A(\mathbf{r}) - V_A(\mathbf{r})] G \end{cases} \quad (6)$$

3 原子核反核子谱的自旋对称性

我们只关心式(2)和式(4)的正能量解。每个单粒子态的量子数由大分量决定,赝量子数则由小分量决定。因此,核子态的正常量子数为 $(nlkm)$, 赝量子数为 $(\bar{n}\bar{l}\bar{k}m)$ 。当 $\kappa > 0$ 时, $\bar{n} = n+1$; 当 $\kappa < 0$ 时, $\bar{n} = n$ ^[13]。由此可以解释为什么闯入态没有赝自

旋伙伴态。反核子态的正常量子数为 $(\tilde{n}\tilde{l}\tilde{c}m)$ ，而赝量子数为 $(nlcm)$ 。当 $\tilde{\kappa} > 0$ 时， $n = \tilde{n} + 1$ ；当 $\tilde{\kappa} < 0$ 时， $n = \tilde{n}$ ^[7]。

式(6)等价于一个关于大分量的二阶微分方程

$$\left[-\frac{1}{2M_+} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{1}{2M_+} \frac{dV_+}{dr} \frac{d}{dr} + \frac{\tilde{l}(\tilde{l}+1)}{r^2} \right) + \frac{1}{4M_+^2} \frac{\tilde{\kappa}}{r} \frac{dV_+}{dr} + M - V_- \right] F(r) = \epsilon_A F(r), \quad (7)$$

其中

$$V_{\pm}(r) = V(r) \pm S(r)$$

$$M_{\pm} = M + \epsilon_A + V_{\pm}(r).$$

当 $V_+(r) = 0$ 或更一般地， $dV_+(r)/dr = 0$ 时，上式包含 $\tilde{\kappa}$ 的项为零，因而其解与自旋无关。在这种情况下，反核子谱具有严格的自旋对称性。

但是，在实际的原子核中，上述条件并不严格成立。一般地， $V(r=0) \approx 350$ MeV， $S(r=0) \approx -400$ MeV。因此 $V(r=0) + S(r=0) \approx -50$ MeV， $V(r) + S(r)$ 实际上是非相对论平均场模型中核子运动的平均场。 $-V(r=0) + S(r=0) \approx -750$ MeV， $-V(r) + S(r)$ 是反核子的平均场。由于 $V(r) + S(r)$ 较小，而且 M_+ (~ 2 GeV) 很大，所以式(7)中与 $\tilde{\kappa}$ 相关的项很小，反核子谱的自旋对称性得以很好地保持。

图 2 给出了 ^{16}O 的反中子谱，其中的插图给出中子单粒子能级。从图中可见，由于反核子的势阱很深，分立的反核子态非常多，远多于分立的核子态。与核子谱中明显的自旋轨道劈裂相反，在反核子谱中，自旋轨道劈裂非常小。

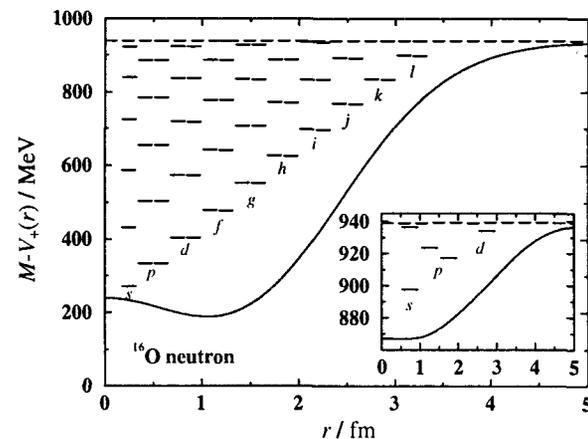


图 2 RMF 理论给出的 ^{16}O 反中子谱^[7]

给出了 ^{16}O 和 ^{208}Pb 的反中子自旋轨道劈裂随反中子能量的变化。对于 ^{16}O ，p 态的自旋轨道劈裂小于 0.5 MeV。对于重核，反核子谱的自旋轨道劈裂更小。例如 ^{208}Pb 的 $i(l=6)$ 轨道自旋轨道劈裂仍然小于 0.2 MeV。

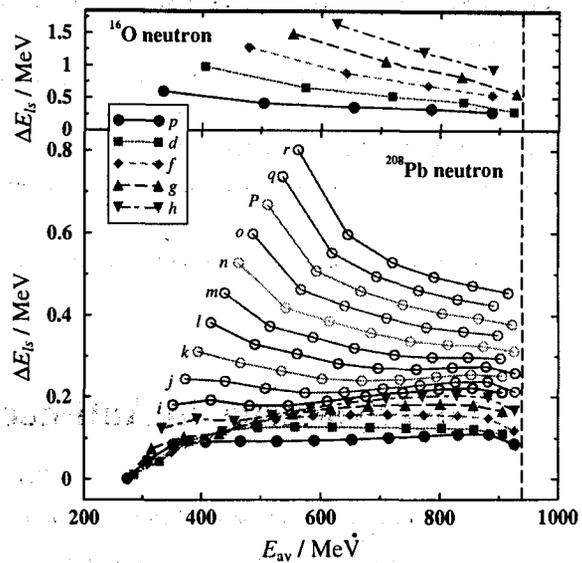


图 3 RMF 理论给出的 ^{16}O 和 ^{208}Pb 中反核子的自旋-轨道劈裂^[7]

从式(7)还可以看出，自旋对称性同时要求一对自旋双重态的 Dirac 波函数大分量 $F(r)$ 应该非常接近。这可以用来在实际原子核中进一步验证这种对称性。文献[7]利用波函数对这种自旋对称性进行了初步验证。结果表明，一对自旋双重态，其 Dirac 波函数的大分量几乎相同。文献[14]还对自旋双重态的 Dirac 波函数小分量应该满足的关系进行了详细地验证。

5 结论

本文简要介绍了原子核反核子谱的自旋对称性。原子核相对论平均场理论中，核子和反核子的 Dirac 方程中包含吸引的标量势和排斥的矢量势。它们大小接近，符号相反。这不仅是原子核赝自旋对称性的起因，也导致了反核子谱的自旋对称性。

应该指出，在本文的讨论中，没有考虑反核子引起的极化效应。文献[15, 16]的研究表明，加入反核子后，标量势和矢量势都要发生一定的变化，这可能会对反核子谱的自旋对称性产生影响。同时，反核子的湮灭效应也会影响反核子谱的结构。

为了更清楚地看出自旋轨道劈裂的大小，图 3

参 考 文 献:

- [1] Arima A, Harvey M, Shimizu K. *Phys Lett*, 1969, **B30**: 517.
 [2] Hecht K D, Adler A. *Nucl Phys*, 1969, **A137**: 129.
 [3] Ginocchio J N. *Phys Rev Lett*, 1997, **78**: 436.
 [4] Meng J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S S, *et al.* *Phys Rev*, 1998, **C58**: 628R.
 [5] Meng J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S S, *et al.* *Phys Rev*, 1999, **C59**: 154.
 [6] Ginocchio J N. *Phys Rep*, 1999, **315**: 231.
 [7] Zhou S G, Meng J, Ring P. *Phys Rev Lett*, 2003, **91**: 262501.
 [8] Serot B D, Walecka J D. *Advances in Nucl Phys*, 1986, **16**: 1.
 [9] Reinhard P G. *Rep Prog Phys*, 1989, **52**: 439.
 [10] Ring P. *Prog Part Nucl Phys*, 1996, **37**: 193.
 [11] Meng J, Toki H, Zhou S G, *et al.* *Prog Part Nucl Phys*, 待发表.
 [12] 周善贵. *高能物理与核物理*, 2004, **28**(增刊): 21.
 [13] Leviatan A, Ginocchio J N. *Phys Lett*, 2001, **B518**: 214.
 [14] He X T, Zhou S G, Meng J, *et al.* *Phys Rev C*, submitted.
 [15] Buervenich T, Mishustina I N, Satarova L M, *et al.* *Phys Lett*, 2002, **B542**: 261.
 [16] Mishustin I N, Satarov L M, Buervenich T J, *et al.* *Phys Rev*, 2005, **C71**: 035201.

Spin Symmetry in Anti-nucleon Spectra in Atomic Nuclei*

ZHOU Shan-gui

*(Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)**(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)*

MENG Jie

*(School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)**(Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)**(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)*

Abstract: In this article, we briefly review the spin symmetry in the anti-nucleon spectra in nuclei. In the relativistic mean field theory, the scalar potential and the vector potential are almost equal to each other in amplitude but opposite in sign. This results in a well developed spin symmetry in single antineutron and single antiproton spectra. The dominant components of the wave functions of the spin doublet are almost identical.

Key words: relativistic mean field theory; spin; symmetry

* **Foundation item:** Major State Basic Research Development Program (G2000077407); National Natural Science Foundation of China (10375001, 10435010, 10475003); Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJ CXZ-SW-No2)