

Skyrme-Hartree-Fock 计算 ^{11}Be 的晕结构*

裴俊琛 许甫荣¹⁾

(北京大学物理学院 北京 100871)

摘要 用形变的 Skyrme-Hartree-Fock 计算讨论了 ^{11}Be 的晕结构. 通过引入绝热堵塞计算, 得到了 ^{11}Be 的 $1/2^+$ 态有很大的形变, 得到的密度分布和实验值很好地符合. 还讨论了出现形变晕态的波函数密度分布和角动量大小等问题.

关键词 晕核 Skyrme-Hartree-Fock 堵塞计算 ^{11}Be

1 引言

随着放射性核束物理的发展, 研究远离 β 稳定线的奇特核结构成为核物理的一个新增长点. 在接近滴线时, 随着核子分离能减小, 核外层一两个核子与核心耦合非常松散. 当分离能 ε 很小时, 外层核子在核表面的波函数有 $\frac{e^{-kr}}{r}$ 的形式 ($k^2 = 2\mu\varepsilon$, μ 为核子约化质量). 这种条件下核子有很大的空间分布, 整个核的密度分布会出现一个很长的尾巴, 这就是晕核^[1]. 实验上晕核表现为有非常大的反应截面, 已经发现的晕核有 ^6He , ^{11}Li , ^{11}Be , ^{14}Be , ^8B , ^{15}C 和 ^{19}C 等^[2]. 其中 ^{11}Be 由于宇称反转问题而倍受理论和实验的关注. 早在上世纪 60 年代末, 在 ^{11}Be 的 β 衰变实验中就得出 ^{11}Be 的基态为 $1/2^+$ ^[3]. 而比 ^{11}Be 重的 $N=7$ 的同中子核的基态为 $1/2^-$. 理论上, 传统的壳模型和平均场理论得出 ^{11}Be 的基态为 $1/2^-$, 实验还发现, ^{11}Be 的第一激发态 $1/2^-$ 到基态 $1/2^+$ 之间有很强的 E1 跃迁^[4], 和这些奇特现象相联系的就是 ^{11}Be 的晕结构^[5]. 最近还有很多实验, 如 ^{11}Be 的磁矩测量和转移反应^[6,7], 以期更深入的了解 ^{11}Be 的结构.

理论上, 有很多模型讨论了 ^{11}Be , 典型的有变分壳模型^[8], 核心-一粒子模型^[9-11] 和生成坐标法^[12]. 一般认为 ^{11}Be 的晕结构是以 ^{10}Be 为核心加松散耦合的一个中子. 如果考虑到 ^{10}Be 的 E2 跃迁, 则可推算 ^{10}Be 有很大的形变 ($\beta_2 = 1.13$)^[9,10]. 最近的耦合

道分析质子弹散实验也得出 ^{10}Be 和 ^{12}Be 都有很大的形变 ($\beta_2 = 0.6 : 0.7$)^[13]. 在大形变时, 从 Nilsson 图上可以看到 $1/2[220]$ 轨道和 $1/2[101]$ 轨道会交叉而可以自然地解释能级反转. 变分壳模型 (VSM) 不考虑形变时成功地实现了 ^{11}Be 的能级反转, 但是计算的 E1 跃迁强度偏低^[8]. 在一些核心加粒子模型中, 引入形变也能得到能级反转, 且 E1 跃迁的强度能和实验较好的符合^[9,10]. 在用 Glauber 模型计算反应截面时, 形变的 ^{11}Be 可以解释 790 A MeV 时的反应截面, 但是不足以再现 33 A MeV 的实验值^[5]. 所以 ^{11}Be 的核心和晕部分是否形变仍然是一个争论的问题. 一个有希望的想法就是 ^{11}Be 为形变晕结构^[14]. 有关 ^{11}Be 的微观自洽计算, 如反对称化分子模型 (AMD) 和角动量投影的 Skyrme-Hartree-Fock (SHF) 都给出很大的形变和很大的密度弥散^[15,16]. 在本文中, 我们在形变的 SHF 的框架上引入绝热堵塞计算^[17], 来研究 ^{11}Be 的 $1/2^-$ 和 $1/2^+$ 态的结构.

2 模型与计算

我们的理论框架是轴对称的 SHF. 在计算中, 通过在坐标空间做傅里叶变换和梯度迭代方法求解 Hartree-Fock 方程^[18]. 对相互作用采用 J. Dobaczewski 等人提出的混合对相互作用^[19]. 表面零程对作用 $V_{\text{surf}}^\delta = V_0[1 - \rho(\mathbf{r})/\rho_0]\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ 和体积零程对作用 $V_{\text{vol}}^\delta = V_0\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ 也称为密度相关和密度

* 国家自然科学基金(10175002), 教育部博士点基金(20030001088)和国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400)资助

1) E-mail: frxu@pku.edu.cn

无关的对相互作用. 它们折中混和后的对相互作用形式为

$$V_{\text{mix}}^{\delta} = \frac{1}{2}(V_{\text{surf}}^{\delta} + V_{\text{vol}}^{\delta}) = V_0 \left[1 - \frac{\rho(\mathbf{r})}{2\rho_0} \right] \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (1)$$

ρ_0 为参考密度 0.16fm^{-3} . 对作用采用粒子数近似投影的Lipkin-Nogami方法处理. 对相互作用的强度采用通过拟合碳同位素的单中子分离能而得出的粗略值. 在采用SkI4^[20]参数时, 质子和中子的对作用强度分别取 -650MeV 和 -700MeV .

对于奇核, 由于Pauli堵塞效应, 某个轨道被奇核子占据而不参与对相互作用^[21]. 在自洽计算中, 可以通过寻求核的最大结合能来确定这个轨道. 在绝热堵塞计算中, 我们通过固定这个轨道就可以研究给定组态的结构. 对于 ^{11}Be , 我们堵塞sd壳最低的 $1/2[220]$ 中子轨道得到 $k^{\pi} = 1/2^{+}$ 态, 而堵塞p壳最高的 $1/2[101]$ 中子轨道得到 $k^{\pi} = 1/2^{-}$ 态. 考虑堵塞后, 粒子数方程变为 $N = 1 + 2 \sum_k \nu_k^2$, ν_k^2 为轨道核子对占有几率. 相应地, 核的密度分布表示为

$$\rho(z, r) = |\psi_{k'}(z, r)|^2 + 2 \sum_{k \neq k'} \nu_k^2 |\psi_k(z, r)|^2. \quad (2)$$

3 形变晕讨论

图1是我们用绝热堵塞计算的 ^{11}Be 的 $1/2^{-}$ 和 $1/2^{+}$ 态的位能曲面. 在图中, 对于每个固定的 β_2 点, β_4 通过寻求能量极小而自洽给出. 从图中可以看到 ^{11}Be 的 $1/2^{+}$ 态在 $q_2 \approx 50\text{fm}^2$ ($\beta_2 = 0.96$)处有一个较平的能量极小, 但是负宇称态仍为球形. 图中可以看到, 即使这样大的形变仍然没有出现宇称反转. 通过绝热堵塞得到的结果和角动量投影SHF给出的结果相似^[16].

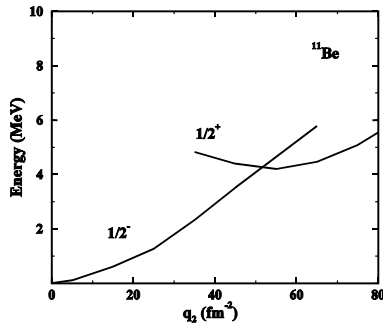


图1 SkI4参数计算的 ^{11}Be 的 $1/2^{-}$ 和 $1/2^{+}$ 态的位能曲面

我们同时计算了 ^{11}Be 对应于图1中 $1/2^{+}$ 态的形变极小的密度分布. 图2是形变的密度分布做角平均

后与实验值的比较. 可以看到, 计算能很好地再现反应截面时, 通过引入各种唯象的密度分布去再现反应截面. 形变的 ^{11}Be 可以解释 790A MeV 的反应截面, 但是不足以再现 33A MeV 的实验值. 而我们的自洽计算得出的形变 ^{11}Be 由于弥散的密度分布和实验的密度很好地符合, 这说明这样一个形变晕结构是 ^{11}Be 一个可能结构. 实验上, 从反应截面到核的均方根半径由于采用不同的模型而有较大的范围(从 2.71fm ^[22]到 3.04fm ^[23]), 我们的计算结果 3.05fm 基本在这个范围内.

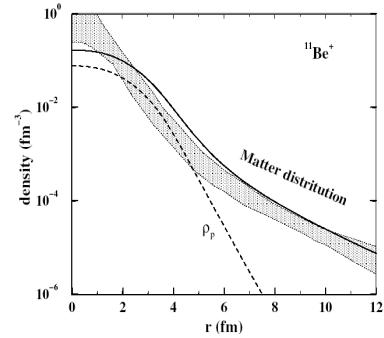


图2 SkI4参数计算的 $^{11}\text{Be}^{+}$ 的密度分布与实验值的比较
阴影部分为实验值^[5].

图3是 ^{11}Be 的 $1/2[220]$ 轨道波函数的密度在 z, r 两个方向的剖面分布, 可以看到 ^{11}Be 的 $1/2^{+}$ 态在 z 方向有很大的弥散分布, 这正是图2中晕出现的关键. 而两个方向也有较大的区别, 这和该轨道波函数的形变分布有关. 在SHF计算中, 只有 $k = 1/2$ 和宇称是好量子数, 而角动量不是好量子数.

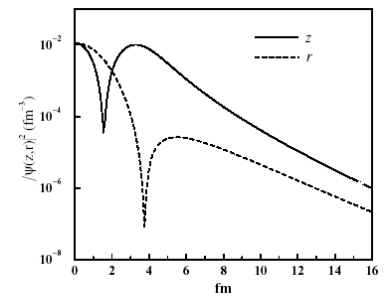


图3 堵塞计算后, ^{11}Be 的 $1/2[220]$ 轨道的波函数平方值在 z, r 轴上的剖面分布

我们知道角动量大的态由于离心位垒而不易出现晕分布. 我们用 $\langle l \cdot l_{+} \rangle = \langle l^2 \rangle - l_z^2 - l_z$ 关系式可以估算角动量平方的期望值. 对于 $k = 1/2$ 的态, 近似有 $l_z = 0$. 对于 $1/2[220]$ 轨道, 我们有 $\langle l^2 \rangle = 2.6$. 如果这个态是一个纯的 $1d_{5/2}$ 态, 由 $l = 2$, 则有 $\langle l^2 \rangle = l(l+1) = 6$. 我们得到的角动量平方的期望值较小, 表明 $2s_{1/2}$ 态混合的影响较大. ^{11}Be 的 $1/2^{+}$ 晕态的组态混和成分是最近实验关注的热点^[6,7].

4 结论

从Nilsson能级图可以看到, 在大形变时 $1/2[220]$ 与 $1/2[101]$ 的交叉可以自然的解释 ^{11}Be 的能级反转问题. 并且 ^8Be , ^{10}Be 和 ^{12}Be 都有形变的实验支持. 基于这两点, 我们以形变的Skyrme-Hartree-Fock为框架, 引入绝热堵塞, 计算讨论

了 ^{11}Be 的 $k^\pi = 1/2^-$ 和 $k^\pi = 1/2^+$ 态的结构. 我们得到 ^{11}Be 的 $1/2^+$ 态有很大的形变, 并且对应能量极小的密度分布和实验很好的符合. 这个结果表明 ^{11}Be 的形变晕结构是可能的. 在我们的计算中, 大的形变仍然没能实现能级反转, 这和角动量投影的SHF的结果相似. 为了解释能级反转, 我们还要寻求核心激发^[8], 对激发^[24]和其它平均场以外的机制.

参考文献(References)

- 1 Tanihata I. Nucl. Phys., 1991, **A522**: 275
- 2 Jonson B. Phys. Rep., 2004, **389**: 1
- 3 Wilkinson D H, Ablburger D E. Phys. Rev., 1959, **113**: 563
- 4 Millener D J, Olness J W, Warburton E K. Phys. Rev., 1983, **C28**: 497
- 5 Fukuda M et al. Phys. Lett., 1991, **B268**: 339
- 6 Aumann T et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **84**: 35
- 7 Geithner W et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **83**: 3792
- 8 Otsuka T, Fukunishi N, Sagawa H. Phys. Rev. Lett., 1993, **70**: 1385
- 9 Nunes F M, Thompson I J, Johnson R C. Nucl. Phys., 1996, **A596**: 171
- 10 Mau N V. Nucl. Phys., 1995, **A592**: 33
- 11 Gori G, Barranco F, Vigezzi E et al. Phys. Rev., 2004, **C69**: 041302(R)
- 12 Descouvemont P. Nucl. Phys., 1997, **A615**: 261
- 13 Iwasaki H et al. Phys. Lett., 2000, **B481**: 7
- 14 Misu T, Nazarewicz W, Aberg S. Nucl. Phys., 1997, **A614**: 44
- 15 Kanada Y, Horiuchi H, Ono A. Phys. Rev., 1995, **C52**: 628
- 16 LI X, Heenen P H. Phys. Rev., 1996, **C54**: 1617
- 17 XU F R, Walker P M, Sheikn J A et al. Phys. Lett., 1998, **B435**: 257
- 18 Blum V, Lauritsch G, Maruhn J A et al. J. Comput. Phys., 1992, **100**: 364
- 19 Dobaczewski J, Nazarewicz W, Stoitsov M V. Eur. Phys. J., 2002, **A15**: 21
- 20 Reinhard P G, Flocard H. Nucl. Phys., 1995, **A584**: 467
- 21 RING P, Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem (Published by Springer-Verlag, 1980)
- 22 Tanihata I et al. Phys. Lett., 1998, **B206**: 592
- 23 Liatard E et al. Europhys. Lett., 1990, **13**: 401
- 24 Sagawa H, Brown B A, Esbensen H. Phys. Lett., 1993, **B309**: 1

Understanding of Halo Nucleus ^{11}Be with Skyrme-Hartree-Fock*

PEI Jun-Chen XU Fu-Rong¹⁾

(School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract The halo structure of ^{11}Be is investigated using the deformed Skyrme-Hartree-Fock model. With adiabatic-blocking method, the $1/2^+$ state is predicted to have very large deformation. Corresponding to the energy minimum, the density distribution agrees well with the experimental data. This supports the deformed halo structure of ^{11}Be .

Key words halo nuclei, Skyrme-Hartree-Fock, blocking, ^{11}Be

* Supported by National Natural Science Foundations of China(10175002), Doctoral Foundation of Chinese Ministry of Education(20030001088) and Chinese Major state Basic Research Development Program(G2000077400)

1) E-mail: frxu@pku.edu.cn