

^{11}Be 的结构*

张长华 顾金南

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1996-01-21 收稿

摘 要

在粒子-振动模型(PVM)的基础上研究了 ^{11}Be 核的基态特性、低激发态和电偶极跃迁,理论结果与实验符合很好.计算结果表明, ^{11}Be 的基态是单核子运动与核芯 ^{10}Be 的表面集体振动相耦合的结果. ^{11}Be 的晕结构也得到合理的解释.

关键词 粒子-振动模型, 单核子运动, 表面集体振动.

1 引 言

^{11}Be 的基态宇称反常和晕(Halo)结构使得人们对 ^{11}Be 的结构产生了极大的兴趣.按简单的壳模型, ^{11}Be 核的最后一个中子填充 $1p_{1/2}$ 轨道,因而自旋宇称为 $1/2^-$,而实验上指出为 $1/2^{+11}$.最近我们的壳模型计算^[2]和文献[3]指出,平均场中的中子-质子单极相互作用导致中子的 $1p$ 壳与 $2s1d$ 壳能隙缩小, ^{10}Be 表面集体运动与 ^{11}Be 的最后一个中子的单核子运动的耦合是导致 ^{11}Be 宇称反常的重要原因.本文利用粒子-振动模型研究了 ^{11}Be 核的基态特性、低激发谱和电偶极跃迁.

2 粒子-振动模型

粒子-振动模型^[4]把单核子运动与集体振动统一起来,因此该模型可以用来描述像 ^{11}Be 这样的弱束缚核.设原子核的形状在球形下作振动,作如下多极展开

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{LM} \alpha_{LM}^* Y_{LM}(\theta, \varphi) + O(\alpha^2) \right\}, \quad (1)$$

R_0 为平衡时球形核的半径, $L \geq 2$. 由于核表面的振动, α_{LM}^* 为时间的函数,可作为动力学变量处理.球形核的集体振动与核芯外一个或几个价核子运动相耦合,势的变化可表示为:

*国家自然科学基金资助.

$$V(r, \theta, \varphi) = U(r) - r \frac{dU(r)}{dr} \sum_{LM} \alpha_{LM}^* Y_{LM}(\theta, \varphi) + O(\alpha^2), \quad (2)$$

式中 $U(r)$ 为平均场, 余项为粒子-振动耦合作用项, 在一级近似下为:

$$H_{\text{int}} = -r \frac{dU(r)}{dr} \sum_{LM} \alpha_{LM}^* Y_{LM}(\theta, \varphi). \quad (3)$$

系统的 Hamiltonian 为:

$$H = H_{\text{sp}} + H_{\text{coll}} + H_{\text{int}} = H_0 + H_{\text{int}}, \quad (4)$$

H_{sp} 为单粒子 Hamiltonian, H_{coll} 为集体振动 Hamiltonian, H_{int} 可作微扰处理. 用声子来表示集体振动, 并且只考虑四极声子激发, 则有

$$H_{\text{sp}} = \sum_j \varepsilon_j a_{jm}^\dagger a_{jm}, \quad (5)$$

$$H_{\text{coll}} = N\hbar\omega_2 b_{2M}^\dagger b_{2M}, \quad (6)$$

$$H_{\text{int}} = \zeta_2 \hbar\omega_2 \{(-1)^M b_{2-M}^\dagger + b_{2M}\} Y_{2M}(\theta, \varphi), \quad (7)$$

式中 ε_j 为第 j 个单粒子能量, $\hbar\omega_2$ 为四极声子能量, ζ_2 为粒子-振动耦合强度, b^\dagger 、 b 为玻色子算符.

选择 $H_0 = H_{\text{sp}} + H_{\text{coll}}$ 的本征态为基矢. 对于一个核子在振动的偶-偶核外运动的情况, H_0 的基矢为:

$$|j, N_2 R; IM\rangle = \sum_{m_j, M_R} \langle j m_j R M_R | IM \rangle |j m_j\rangle |R M_R\rangle, \quad (8)$$

N_2 为四极声子数, R 为其角动量. (8)式满足

$$H_0 |j, N_2 R; IM\rangle = (\varepsilon_j + N_2 \hbar\omega_2) |j, N_2 R; IM\rangle, \quad (9)$$

体系波函数可在基矢(8)式作展开

$$|E_\alpha; IM\rangle = \sum_{jNR} C_\alpha(jm_j, N_2 R; I) |j, N_2 R; IM\rangle, \quad (10)$$

$$H |E_\alpha; IM\rangle = E_\alpha |E_\alpha; IM\rangle. \quad (11)$$

对角化(11)式, 可得到能量本征值和本征波函数.

3 ^{11}Be 的计算结果

^{10}Be 的 0^+ 、 2^+ 、 0^+ 、 2^+ 激发态具有四极振动谱的特点(见图1). ^{11}Be 的几个低激发态可视为 ^{11}Be 的最后一个中子与 ^{10}Be 的四极振动谱的耦合. 仅考虑单中子在 $1p_{1/2}$ 、 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{5/2}$ 轨道上运动, 这样有 $\varepsilon_{1p_{1/2}}$ 、 $\varepsilon_{2s_{1/2}}$ 、 $\varepsilon_{1d_{5/2}}$ 、 $\hbar\omega_2$ 、 ζ_2 共5个参数. 从 ^{10}Be 振动谱中可得 $\hbar\omega_2 \approx 3.1\text{MeV}$, 在计算中取 $\hbar\omega_2 = 3.61\text{MeV}$, 其它参数的值可以拟合 ^{11}Be 能谱而得到. 表1给出了5个参数的值.

表1 参数的值

$\varepsilon_{1p_{1/2}}$ (MeV)	$\varepsilon_{2s_{1/2}}$ (MeV)	$\varepsilon_{1d_{5/2}}$ (MeV)	$\hbar\omega_2$ (MeV)	ζ_2
-0.182	0.97	1.92	3.61	2.15

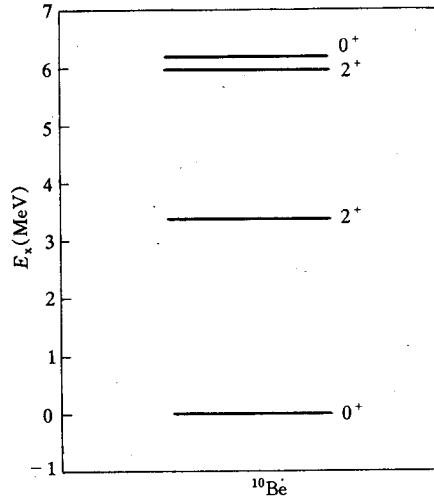
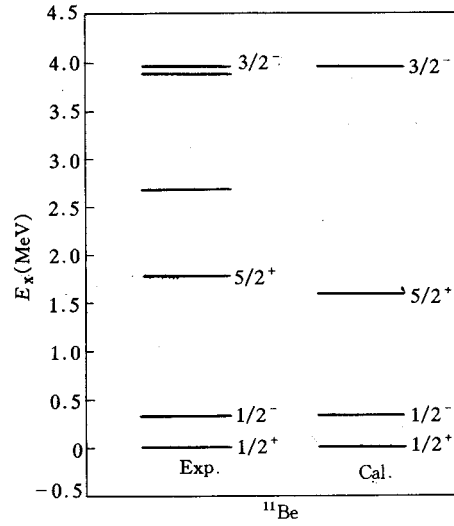
图1 ^{10}Be 的低激发谱图2 ^{11}Be 的能级

图2中给出了 ^{11}Be 的实验和计算的能级. 由图可见, 理论与实验符合很好, ^{11}Be 的基态 $1/2^+$ 自然出现. 一级近似计算得到 ^{11}Be 的基态波函数 ψ 为:

$$\psi = 0.896 [1v2_{s_{1/2}}\rangle \otimes |00\rangle]_{1/2^+} + 0.444 [1v1d_{5/2}\rangle \otimes |2M\rangle]_{1/2^+}, \quad (12)$$

这里 $|v2_{s_{1/2}}\rangle$ 和 $|v1d_{5/2}\rangle$ 为中子单粒子态, $|00\rangle$ 和 $|2M\rangle$ 为核芯 ^{10}Be 的四极振动态. ^{11}Be 基态波函数结构表明, ^{11}Be 的基态是由核芯 ^{10}Be 的表面集体振动与最后一个中子的单粒子运动相耦合的结果. 这一结论与文献[2, 3]相似. 第一激发态的波函数为 $1p_{1/2}$ 单中子态. 这一结果与实验测到的 S 因子为0.96^[5]相符合, 即 $1/2^-$ 态为很纯的 $1p_{1/2}$ 单中子态. 这是因为由于宇称守恒, 只有 $1p_{1/2}$ 轨道与 ^{10}Be 的基态才能耦合成 $1/2^-$, 这里没有考虑其它单粒子组态.

根据四极振动模型, ^{10}Be 的第一个 2^+ 态到基态 0_{gs}^+ 的电四极跃迁的约化几率 $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+)$ 可由下式计算:

$$B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+) = \frac{\hbar\omega_2}{2C_2} \left(\frac{3Ze}{4\pi} R_0^2 \right)^2, \quad (13)$$

其中 C_2 为表面刚度系数, 由下式计算:

$$C_2 = 4R_0^2\sigma - \frac{3(Ze)^2}{10\pi R_0}, \quad (14)$$

这里 σ 为表面张力系数, 取 $1.03\text{MeV}/\text{fm}^2$ ^[6]; $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1.15\text{fm}$. 由此计算的 ^{10}Be 的 $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+) = 2.516e^2\text{fm}^4$, 实验值为 $5.2e^2\text{fm}^4$ ^[7]. 因此振动模型可以很好地描述 ^{10}Be 的低激发态 0^+ , 2^+ . 取 $e_{\text{eff}} = -(Z/A)e$, 计算 ^{11}Be 第一激发态到基态的电偶极跃迁的 $B(E1, 1/2^- \rightarrow 1/2^+) = 0.245\text{W.u.}$, 这一结果可与实验值 0.36W.u. 相比较^[8].

4 讨论与总结

从表1可知,中子的 p 轨道的单粒子能量与 sd 轨道的单粒子能量相隔很小,这反映了平均场中中子-质子的同位旋矢量项(即单极作用)很强.由于 $\nu 2s_{1/2}$ 和 $\nu 1d_{5/2}$ 轨道的单粒子能量均大于0.因此仅从单粒子运动理解, ^{11}Be 为发射中子不稳定核,即平均场不足以束缚 ^{11}Be 中最后一个中子. ^{11}Be 的基态(见(12)式)是由于单粒子运动与核芯的表面集体振动运动相耦合的结果^[2,3].

由于 $\nu 2s_{1/2}$ 及 $\nu 1d_{5/2}$ 均为非束缚单粒子态,其空间延展必然很宽,特别是 $2s_{1/2}$ 轨道,因此不难解释 ^{11}Be 的晕结构,即均方半径很大.

参 考 文 献

- [1] I. Talmi, I. Unna, *Phys. Rev. Lett.*, **4**(1960)469.
- [2] 张长华、顾金南, *高能物理与核物理*, **20**(1996)240.
- [3] T. Otsuka, N. Fukunishi, H. Sagawa, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993)1385.
- [4] P. J. Brusaad, P. W. M. Glaudemans, *Shell-mode application in nuclear spectroscopy*, Amsterdam, North-Holland, 1977.
- [5] B. Zweiglini *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A315**(1979)124.
- [6] P. Ring, P. Schuch, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, New York, Inc. (1980).
- [7] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.*, **A490**(1988)1.
- [8] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.*, **A506**(1990)1; **A523**(1001)1.

Structure of Nucleus ^{11}Be

Zhang Changhua Gu Jinnan

(*Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000*)

Received 21 January 1996

Abstract

The structure of nucleus ^{11}Be is investigated in terms of Particle-Vibrator Model (PVM). The low-lying states and electro-dipole transition of the first excited state to ground state of ^{11}Be are calculated, and the results are in good agreement with experiments. The calculated wave-function of the ground state of ^{11}Be shows that the parity inversion was caused by coupling of single particle motion with collective vibration of core (^{10}Be). The halo structure of ^{11}Be is also explained reasonably in terms of the PVM.

Key word particle-vibration model, single-particle motion, surface collective vibration.