

壳模型对高自旋态 ^{143}Pm 核素结构分析^{*}

王瑞平^{1;1)} 王顺金^{1,2,3} 张光彪¹

1 (兰州大学现代物理系 兰州 730000)

2 (四川大学物理系 成都 610064)

3 (兰州重离子加速器国家实验室理论中心 兰州 730000)

摘要 利用包含剩余作用的核壳模型,对 ^{143}Pm 核高自旋能级结构进行理论上探求;并计算 ^{143}Pm 退激跃迁几率,与实验数据进行对比.比较了两种不同的核子有效势函数,按照 γ 跃迁链对 ^{143}Pm 进行理论与实验分析;特别利用核子分布主态结构和自旋能级对应的 γ 跃迁级链进行比较.程序采用 OXBASH 程序.

关键词 能级纲图 γ 跃迁链 主态结构 壳模型

1 引言

对原子核的能级结构和跃迁几率理论解释是原子核物理重要的内容之一.随着核测量技术的发展,人们对核结构的认识愈来愈深入.早期由 $^{143}\text{Sm} \xrightarrow{\beta} ^{143m}\text{Pm}$ 衰变给出 ^{143}Pm 激发能级为^[1,2]: 272, 1056, 1173, 1852.8 和 2007.2keV 能级,自旋 J 小于(11/2) 且为正宇称.利用轻核束流反应 $^{141}\text{Pr}(\alpha, 2n)^{143}\text{Pm}$, $^{143}\text{Pr}(d, 2n)^{143}\text{Pm}$, 揭示了激发态能量为 4580 keV, 自旋宇称 $J^\pi = (25/2)^+$ 以及 $J^\pi = (21/2)^-$ 的能级.对这部分能级和宇称 Wildenthal B. H. ^[1]采用原子核壳模型(NSM: the Nuclear Shell Model); Prade H. ^[2]采用团簇振动模型(CVM: the Cluster-Vibration Model), Aziz S. M. ^[3]利用弱耦合模型(WCM: the Weak-coupling Model) 分别对这些能级结构进行了分析.

目前利用重离子核反应 $^{135}\text{Ba}(^{11}\text{B}, 3n)^{143}\text{Pm}$; $^{133}\text{Cs}(^{13}\text{C}, 3n)^{143}\text{Pm}$; $^{128}\text{Te}(^{19}\text{F}, 4n)^{143}\text{Pm}$, 得到 ^{143}Pm 的衰变纲图激发态能量达 8397.6 keV, 自旋 J 高达(47/2)^[4,5], 新增能级 28 条之多.图 1 给出最新的 ^{143}Pm 的衰变纲图^[5].对高自旋态实验, S. Bhattacharya ^[4]以及何建军、张玉虎^[5,6]等人分别采用壳模型以及弱耦合模型给予解释.

原子核壳模型是核结构最重要的模型.它成功地解释了与核幻数邻近的核素以及一些轻核性质.现在随着计算方法和计算机技术的发展,对一些中重核的结构分析也广泛采用 NSM 理论.文献[4]利用 NSM 理论对 ^{143}Pm 核高自旋的正负能级进行试验对比.本文从壳模型基本原理出发,利用公开发表的 OXBASH 程序^[7],通过核组态对 ^{143}Pm 的能级和衰变过程予以较详细分析,并由此计算出 γ 跃迁衰变链能级间的 γ 跃迁几率和跃迁寿命.

2004-08-25 收稿

^{*} 国家自然科学基金(10375039, 10175029)和教育部博士点基金资助

1) E-mail: wangrp@lzu.edu.cn

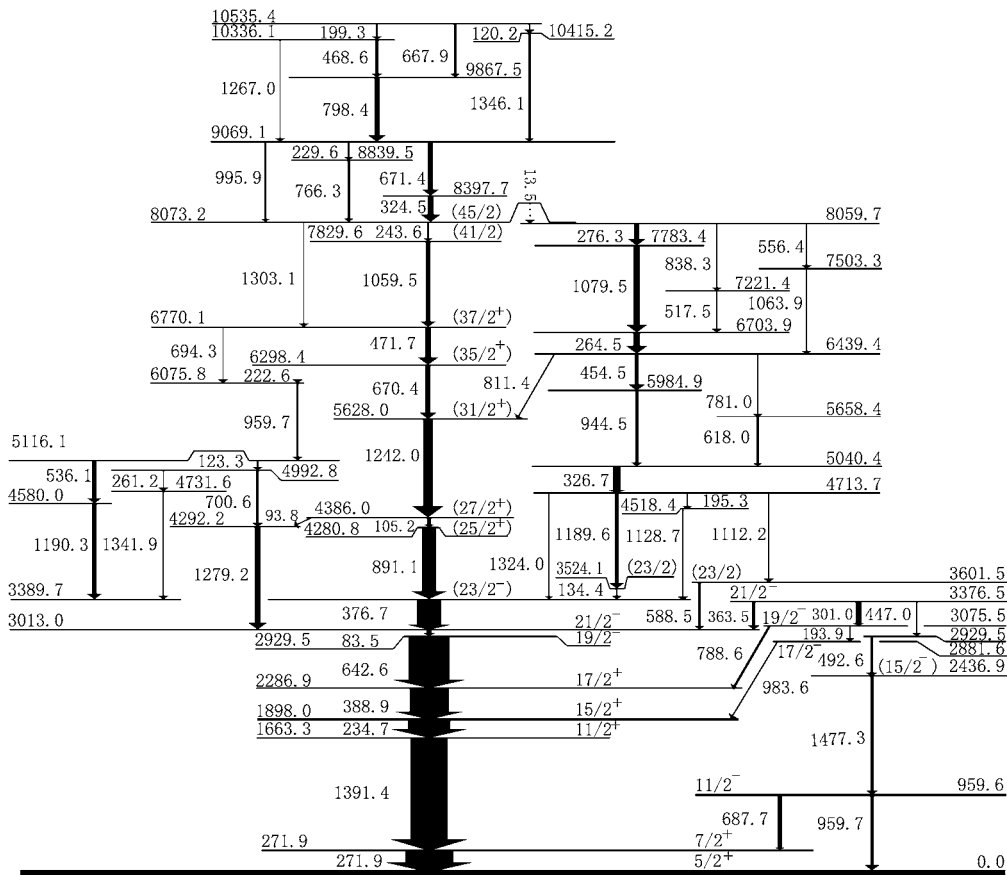


图 1 ¹⁴³Pm 高自旋态衰变纲图(引自文献[5,6])

2 壳模型基本原理

二次量子化(粒子占有数)表象中,核壳模型哈密顿量可表示为

$$H = H_{\text{core}} + \sum_i \epsilon_i a_i^\dagger a_i + \sum_{i \geq j, k \geq l} V_{ijkl} a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k, \quad (1)$$

右端第 1 项为原子核芯结构,一般为双幻数壳,封闭结构;第 2 项单粒子能级态(SPEs),为核芯外价核子跃迁轨道和能级, ϵ_i 为单粒子态第 i 个轨道能量,这些轨道构成价核子结构模式空间;第 3 项为剩余核子残余相互作用,既两体作用, V_{ijkl} 为两体矩阵元(TBME):

$$V_{ijkl} = \langle ij | V | kl \rangle, \quad (2)$$

式中 $|ij\rangle$ 是一个反对称 m 维组态; V 为残余作用势.残余作用势通常选用一些实验势或半经验修正面 δ 势(modified surface delta interaction).边界条件一般采用 2 个主幻数核壳层.根据壳模型理论,原子核微观属性由价核子确定,它们组态波函数决定了原子核多体系统的性质.这些组态波函数集合仿射出一个

壳模型工作的原子核多体系统 Hilbert 子空间.

对¹⁴³Pm 核, $N = 82, Z = 61$.它是奇 A 核,基态 $J^\pi = (5/2)^+$,符合壳模型一般判定规则.中子数为主幻数 82,价核子(质子)为 $61 - 50 = 11$.图 2 为它的模式空间(n82).可以看出,此空间有 5 条轨道,即子壳层: $\pi 1g_{7/2}(8), \pi 2d_{5/2}(6), \pi 2d_{3/2}(4), \pi 3s_{1/2}(2)$ 和 $\pi 1h_{11/2}(12)$.括号中给出的是每条轨道能级上所能填充的最多核子数,即核子角动量 j 的空间投影量子数 m_j ,整个空间最

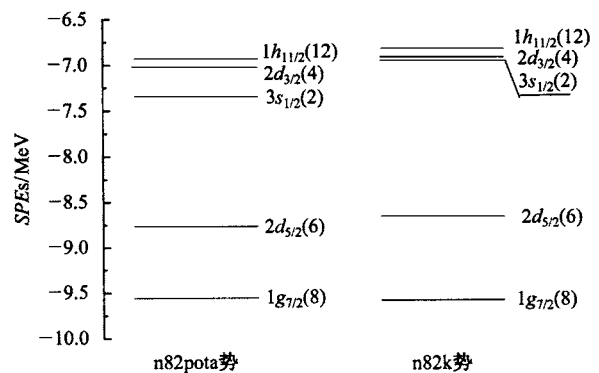


图 2 n82 模式空间以及两组势函数单粒子能级

多可容纳 32 个质子. 图中给出两种势函数 n82pota 和 n82k 对应的 SPEs, 前者是 -9.560, -8.770, -7.032, -7.355 和 -6.933MeV; 后者是 -9.5958, -8.6755, -6.9552, -6.9297 和 -6.8379MeV.

当核子处于激发态时, 会通过 γ 衰变或其他方式退激. 壳模型计算可以直接求解多体哈密顿量对价核子的作用, 即价核子多体组态在子空间中的能量本征值和本征函数. 进而可以计算核在各能级间跃迁几率和电磁性质. 对原子核 γ 跃迁, 它是由于原子核的内部电荷电流体系发生改变引起, 理论给出^[8,9]单位时间电磁 2^L 极跃迁几率为

$$T(XL; J_i \rightarrow J_f) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \times \frac{e^2}{\hbar} k^{2L+1} B(XL; J_i \rightarrow J_f), \quad (3)$$

其中 $X = E$ 或 M , 表示电或磁型跃迁; L 为光子携带的角动量, 即跃迁极性; $k = \omega/c$ 为波数; $B(XL)$ 为约化跃迁几率, 它与跃迁光子能量无关, 实际反映核的内部结构. (3) 式要求在低能 $k = \omega/c \ll 1/R$ (为原子核半径) 时成立, 即长波范围 $E_\gamma < 3\text{keV}$ 时成立.

$T(XL)$ 单位: s^{-1} ; $B(XL)$ 为 Weisskopf 单位 W.u. , 即以 $e^2(\text{fm})^{2L}$ 作为 $B(EL)$ 单位; 以 $\mu_N^2(\text{fm})^{2L-2}$ 作为 $B(ML)$ 单位. 约化跃迁几率由 Wigner-Eckart 定理: 系统受到电磁跃迁算符 $\hat{O}(XL)$ 作用, 由初始态 $|\alpha; J_i\rangle$ 跃迁到末态 $|\alpha; J_f\rangle$, 初始没有极化取向时

$$B(XL; J_1 \rightarrow J_2) = \frac{1}{2J_1+1} \times \left| \langle \alpha_f; J_f | \hat{O}(XL) | \alpha_i; J_i \rangle \right|^2 \quad (4)$$

初和末态是系统所有对应角动量态的叠加

$$\begin{aligned} |\alpha_i; J_i\rangle &= \sum_k a_k(J_i) |k_i; J_i\rangle; \\ |\alpha_f; J_f\rangle &= \sum_l b_l(J_f) |l_f; J_f\rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

(4) 式化为

$$B(XL; J_1 \rightarrow J_2) = \frac{1}{2J_1+1} \times \left| \sum_{k,l} a_k b_l^* \langle l; J_f | \hat{O}(XL) | k; J_i \rangle \right|^2. \quad (6)$$

具体计算如下. 在占有数表象中, 假设只有 1 个粒子跃迁, 引入单体跃迁密度张量, 其体元为

$$\begin{aligned} \rho_{k,l}(L) &= \frac{1}{\sqrt{2L+1}} \times \\ \langle f; l | [a_l^\dagger \otimes \tilde{a}_k] | k; i \rangle &= a_k b_l^*, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 a^+ 为产生算子; \tilde{a} 为空穴态 $|k^{-1}; J_i\rangle$ 算子, 它对于湮没算子 a 的关系为

$$\tilde{a}_{j,m} = (-1)^{j+m} a_{j,-m}, \quad (8)$$

单粒子跃迁时(6) 式化为

$$B(XL; J_1 \rightarrow J_2) = \frac{1}{2J_1+1} \left| \sum_{k,l} \rho_{k,l} O_{k,l} \right|^2, \quad (9)$$

式中

$$O_{k,l} = \langle l; f | \hat{O}(XL) | k; i \rangle \quad (10)$$

为纯态作用元, 称为约化矩阵元 (the Reduced Matrix Element). 在忽略同位旋情况下, 约化矩阵元对电极跃迁

$$O_{k,l}(EL) = \langle l; f | \rho_e r^L Y_L | k; i \rangle, \quad (11)$$

式中 $\rho_e = \tilde{e}/e$ 为单核子有效电荷. 对磁极跃迁:

$$\begin{aligned} O_{k,l}(ML) &= \sqrt{L(2L+1)} \langle k; f | r^{L-1} \{ (g_s - \\ &\frac{2g_l}{L+1}) [Y_{L-1} \hat{s}]_{k,l}^{(L)} + \frac{2g_l}{L+1} [Y_{L-1} \hat{j}]_{k,l}^{(L)} \} | l; i \rangle, \end{aligned} \quad (12)$$

式中 $\hat{j} = \hat{l} + \hat{s}$ 为单核子总角动量, \hat{l} 和 \hat{s} 分别为轨道和自旋算符; g_s 为自由核子回旋磁因子: $g_s(p) = 5.58$, $g_s(n) = -3.82$; g_l 为核子的轨道回旋磁因子: $g_l = \rho_e l$. 当考虑电荷同位旋改变时, (11) 和 (12) 式应略加修正.

本文利用壳模型理论, 对 ^{143}Pm 核素其能级结构以及级联 γ 辐射即 γ 跃迁链进行理论计算, 并与实验对比. 采用公开发行的计算程序 OXBASH.

3 ^{143}Pm 壳模型计算

3.1 粒子数分布选择

壳模型极大地降低了对原子核多体系统的粒子数. 但它的模式空间中运算也是非常巨大的. 作为费米子分布, 基本组态数

$$\Omega = \frac{C!}{N_F!(C-N_F)!}, \quad (13)$$

其中 C 为状态数, N_F 为费米子数. 对实际 ^{143}Pm 核, 中子数 $N = 82$ 单封闭壳模式空间 n82, 质子数 $50 < Z < 82$, 模式空间的状态数为 32. ^{143}Pm 价质子 11, 其基本组态数多达 129, 024, 480. 这对通常计算机提出很高要求. 但实验和理论都表明, 原子核的组态是确定的, 各子壳层具有相对饱和封闭的性质. 一般文献选用各种截止法 (truncation), 例如对低能 ($J < (25/2)$, $E^* < 4.58\text{MeV}$) 可以取 ^{146}Gd ($Z = 64$; $N = 82$) 作为双封

闭核芯,选取在最低能级轨道 $\pi 1g_{7/2}$ 和 $\pi 2d_{5/2}$ 以及 $\pi 1h_{11/2}$ 上的轨道跃迁描述^[1].由 n82 空间轨道角动量 l 可以看出,只有当 $\pi 1h_{11/2} (l = 5)$ 出现奇数个质子时,宇称为负.

对¹⁴³Pm 高自旋态,S. Bhattacharya 等^[4]选用双幻数核¹³²Sn 作为核芯,计算中假设¹⁴³Pm 的 11 个芯外质子大都分布在 $1g_{7/2}$ 和 $2d_{5/2}$ 轨道上.对正、负宇称状态分别给予计算.本文基于重离子反应事实以及中子封闭主壳模式,实际选择¹³⁸Ba 作为“静止”核芯,选用 5 个质子在 5 条轨道中各种组态,便于级联

跃迁比较.

3.2 作用势选择

空间 n82,对应作用势为 Brown 作用势,具有两种不同参数势 n82pota 和 n82k^[6].图 3 给出对¹⁴³Pm 衰变主链 $J^\pi = (41/2)^-$ 至基态能级的实验值和理论计算晕态值(yrast)对比.由图可以看出,在这个能量区间内,作用势 n82k 整体拟合较好.以下以作用势 n82k 为标准,图中方括号中标出对应能级的自旋宇称主态结构的核子数分布.

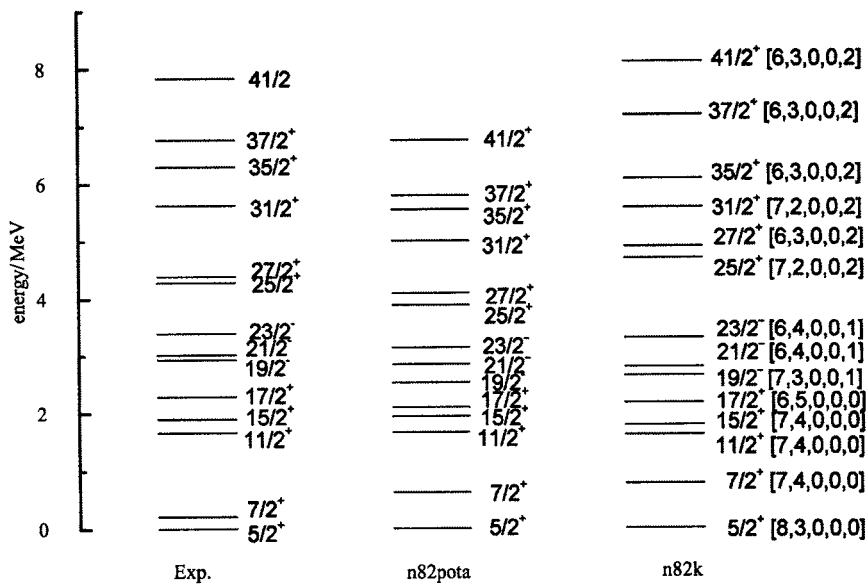


图 3 作用势与计算能级的对比

主态结构指核子数组态概率大于其他组合 1 个量级以上的核子分布组态.如 $J^\pi = (19/2)^-$,其在 $[\pi(1g_{7/2})^7(2d_{5/2})^3(1h_{11/2})^1]$ 组态几率为 81.03%,而在其他组态 $[\pi(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^3(2d_{3/2})^1(1h_{11/2})^1]$, $[\pi(1g_{7/2})^7(2d_{5/2})^1(1h_{11/2})^3]$, $[\pi(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^3(2s_{1/2})^1(1h_{11/2})^1]$, $[\pi(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^4(1h_{11/2})^1]$, $[\pi(1g_{7/2})^7(2d_{5/2})^2(2d_{3/2})^1(1h_{11/2})^1]$ 几率分别只为 5.05%, 1.73%, 1.47%, 4.71%, 2.71%.主态反映了核结构的确定性.由结果可以看出,对正宇称高能态,以及负宇称低能态计算给出符合实际结果.对自旋负宇称 $J^\pi = (19/2)^-$ 态为最低能级轨道 $\pi(1g_{7/2})$ 的 1 个质子直接越过其他子壳层轨道跃迁到最高能级轨道 $\pi(1h_{11/2})$.

3.3 组态与 γ 级联跃迁链的关系

核的内部结构决定了核的能级,自旋宇称等性

质.对核 γ 衰变链进行考察,在主衰变链上选择两个支链.它们分别由高自旋能段 $J^\pi = (35/2)^+$ 至 $(25/2)^+$ 之间的负宇称衰变和低能段 $J^\pi = (19/2)^-$ 至基态的负宇称衰变.图 4 给出能级和衰变链图.

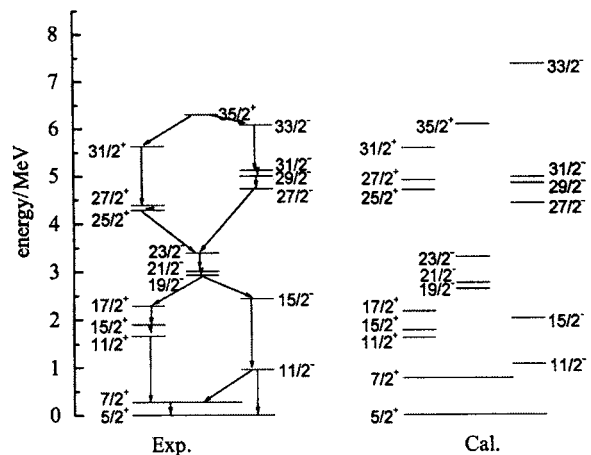


图 4 γ 跃迁衰变链分支的对比

表 1 列出低能段各能级以及计算的对应轨道平均粒子数和粒子所占据的主态. 由表 1 可见:

1) 由主组态和粒子平均分布可以看出, 随轨道能级降低, 粒子数向基态即费米能级靠拢, 且粒子向相邻粒子组态跃迁.

2) 在 $2d_{3/2}, 3s_{1/2}$ 态具有很小的几率^[3,4]; 这是核子对能效应.

3) 存在混合态: 如对负宇称跃迁分支, $(15/2)^- \rightarrow (11/2)^- \rightarrow (7/2)^+ (或 \rightarrow (5/2)^+)$. 对 $(15/2)^-$

态, 计算得到 71.21% 和 10.24% 组态分别对应 $\pi(1g_{7/2})^8(2d_{5/2})^2(1h_{11/2})^1$ 和 $\pi(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^4(1h_{11/2})^1$; 而对应 $J^\pi = (11/2)^-$, 2 个较大的态 $[\pi(1g_{7/2})^8(2d_{5/2})^2(1h_{11/2})^1]$ 和 $[\pi(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^4(1h_{11/2})^1]$, 组态分别为 49.85% 和 27.81%; 它们又分别对应对 $(5/2)^+$ 的 $[\pi(1g_{7/2})^8(2d_{5/2})^3]$ 和 $(7/2)^+$ 的 $[\pi(1g_{7/2})^7(2d_{5/2})^4]$ 的组态跃迁. 对产生分支跃迁组态, 如 $(11/2)^-$ 态, 其混合组态显著.

表 1 ^{143}Pm 低自旋段衰变分支各轨道平均占有粒子

J^π	实验能级 /MeV	计算能级 /MeV	轨道平均粒子占有数					主态结构
			$1g_{7/2}$	$2d_{5/2}$	$2d_{3/2}$	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	
$(19/2)^-$	2.930	2.639	6.879	2.938	0.010	0.035	1.047	$\pi(1g_{7/2})^7(2d_{5/2})^3(1h_{11/2})^1$
$(15/2)^-$	2.437	2.019	7.534	2.248	0.090	0.046	1.083	$\pi(1g_{7/2})^8(2d_{5/2})^2(1h_{11/2})^1$, $\pi(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^4(1h_{11/2})^1$
$(17/2)^+$	2.287	2.169	6.018	4.623	0.089	0.045	0.244	$\pi(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^5$
$(15/2)^+$	1.898	1.782	6.867	3.895	0.083	0.039	0.115	$\pi(1g_{7/2})^7(2d_{5/2})^4$
$(11/2)^+$	1.663	1.621	6.939	3.794	0.111	0.041	0.116	$\pi(1g_{7/2})^7(2d_{5/2})^4$
$(11/2)^-$	0.960	1.069	7.129	2.446	0.143	0.069	1.212	$\pi(1g_{7/2})^8(2d_{5/2})^2(1h_{11/2})^1$, $\pi(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^4(1h_{11/2})^1$
$(7/2)^+$	0.272	0.776	7.404	2.348	0.092	0.067	1.008	$\pi(1g_{7/2})^7(2d_{5/2})^4$
$(5/2)^+$	0.0	0.0	7.380	3.133	0.148	0.071	0.411	$\pi(1g_{7/2})^8(2d_{5/2})^3$

4) 在 高能段可以看出, 对大自旋负宇称能级计算具有显著误差. 例如对 $J^\pi = (33/2)^-$ 能级态, 实验值为 6.076MeV, 理论计算为 7.358MeV, 已经大于它的激发能级 $J^\pi = (35/2)^+$ 的计算能级 6.079MeV (实验值为 6.289MeV). 这与 S. Bhattacharya 等人的计算结果一致. $(33/2)^-$ 主态为 $\pi(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^3(2d_{3/2})^1(1h_{11/2})^1$, 组态特点是高能轨道 $(2d_{3/2})$ 出现粒子, 对能作用明显减弱, 估计此时产生中子主壳破碎效应^[6]. 由壳模型能级图可知, 破碎后的中子占居轨道为 $\nu 2f_{7/2}$ 或 $\nu 1h_{9/2}$, 易出现负宇称态.

3.4 关于 NSM 和 WCM

对 ^{143}Pm , 有一种弱耦合模型 (WCM) 选用 ^{142}Nd 偶-偶核作核实, 用核实的高自旋 (高 J) 激发与一个质子的耦合对 ^{143}Pm 的自旋和宇称进行判别. 核实的高自旋激发有两种模式: 1) 变形核实的集体转动激发; 2) 高 j 轨道粒子的拆对和角动量顺排. 从壳模型的观点看, 前一种高 J 集体转动态涉及大量分布均匀的高 j 价核子组态, 后一种高 J 态则涉及少数

主要的高 j 价核子组态. 本文的壳模型计算显示, 大多数高自旋态仅有一两个主要的高 J 组态. 因此我们的壳模型计算支持第二种核实高 J 激发模式 - 核实的高 j 轨道粒子拆对和顺排激发.

为了建立和检验这种核实高 J 激发态与单质子之间的弱耦合模型, 1) 需要用壳模型计算 ^{142}Nd 偶-偶核实的各种 J^π 激发能态; 2) 然后建立核实的各种 J^π 能态与单质子态耦合的模型; 3) 用这种耦合模型计算 ^{143}Pm 的各种自旋和宇称能级; 4) 把这种耦合模型的计算结果与 ^{143}Pm 的壳模型计算结果进行比较, 检验弱耦合模型的合理性.

4 γ 跃迁几率和寿命计算

通过原子核的 γ 跃迁能量测定和级联辐射 (γ 跃迁链) 的符合测量可以定出原子核的衰变纲图, 确定原子核的激发能以及自旋和宇称等诸多核的性质. γ 级联跃迁是对核内部结构的最好描述和验证. 由于约化几率 $B(XL)$ 为间接量, 需要利用 (3) 式转化. 以

下是前几个最大的电磁跃迁几率公式^[8,9]:

$$\begin{aligned} T(E1) &= 1.59 \times 10^{15} (E_\gamma)^3 \cdot B(E1), \\ T(E2) &= 1.22 \times 10^9 (E_\gamma)^5 \cdot B(E2), \\ T(E3) &= 5.57 \times 10^2 (E_\gamma)^7 \cdot B(E3), \\ T(M1) &= 1.76 \times 10^{13} (E_\gamma)^3 \cdot B(M1), \\ T(M2) &= 1.35 \times 10^7 (E_\gamma)^5 \cdot B(M2), \\ T(M3) &= 6.28 \times 10^0 (E_\gamma)^7 \cdot B(M3), \end{aligned} \quad (14)$$

式中跃迁能量 E_γ 单位是 MeV. 实验得到 γ 跃迁寿命实验数据列入表 2^[10].

由壳模型对 ^{143}Pm 计算的对应角动量能级和能级差数据列于表 3, 表中序号与表 2 一致. 第 4 列是产生两者跃迁计算的能级差; 最后 1 列是计算的平均寿命, 它与跃迁几率成反比. 计算结果与文献[10]量级一致.

表 2 ^{143}Pm 核素 γ 射线实验数据(能量单位: keV; 引自文献[10])

序号	E_i^*	E_f^*	J_i^π	J_f^π	E_γ	多极性	实验平均寿命/ns
1	1898.3	1663.4	(15/2) ⁺	(11/2) ⁺	234.9	Q(E2)	22.51 ± 3.38
2	2287.3	1898.3	(17/2) ⁺	(15/2) ⁺	389.0	D(M1)	< 1
3	5628.4	4386.1	(31/2) ⁺	(27/2) ⁺	1242.3	Q(E2)	1.46 ± 0.82

表 3 壳模型计算的跃迁几率(能量单位: MeV)

序号	E_{ic}^*	E_{fc}^*	ΔE	多极性	$B(XL)/W.u.$	T/s^{-1}	计算寿命/s
1	1.782	1.621	0.161	E2	907.2	1.197×10^8	8.35×10^{-9}
2	2.169	1.782	0.387	M1&E2	7.413&101.3	7.563×10^{12}	1.32×10^{-13}
3	5.58	4.90	0.680	E2	823.7	1.461×10^{11}	6.84×10^{-12}

由于 ^{143}Pm 为奇 A 核, 且中子为封闭壳, 不参与内部核子运动, 其跃迁为单质子的运动, 采用单粒子模型是合理的. 但由(14)式可以看出, 计算跃迁几率会有较大误差, 主要原因一是跃迁几率与跃迁能量的幂次方成比例, 对能量计算精度要求高; 二是计算约化矩阵包含由于核形变产生的有效电荷以及由于模型波函数产生的误差.

5 结论

^{143}Pm 的高自旋态能级结构揭示更多的核内部结构, 由 NSM 对原子核的能级结构以及跃迁几率进行分析, 不难看到以下特点:

1) ^{143}Pm 高自旋是较多的核子在核内部运动的结果. 这个结论也由实验以及其他模型给以了证明. 轻核反应参加的质子少于 3, 对于低自旋能态核是合理的; 重核反应离子数大于 5, 可以诱发高自旋态.

2) 壳模型在 $n82$ 空间可以解释出现的 ^{143}Pm 高

自旋态能级以及对应的自旋和宇称. 但对负宇称在高能时($J > (33/2)$)产生较大误差. 这是由于壳模型计算把 ^{143}Pm 中子作为封闭, 可能此时已产生中子主壳破碎, 需要对 NSM 计算加以改进, 即扩展子空间计算.

3) NSM 直接从核的微观粒子分布考察核结构, 可以提供原子核内部丰富的信息, 除能级与自旋宇称外, 还有如粒子组态, 混合态以及求解跃迁几率和电极矩等特性. 但同时应看到, 由于对原子核的内部机理仍需探讨, NSM 给出的计算还是半经验的. 计算中也存在一些误差特别是跃迁几率计算结果还有待改进.

文中实验数据主要引用 S. Bhattacharya 和中国科学院近代物理研究所的工作. 对中国科学院近代物理研究所周小红、张玉虎和郭应祥等同志以及同事安钧鸿的帮助表示感谢.

参考文献 (References)

- 1 Wildenthal B H. Phys. Rev. Lett., 1969, **22**:1118
- 2 Prade H et al. Nucl. Phys., 1980, **A333**:33
- 3 Aziz S M et al, Phys. Rev., 1990, **C41**:2432
- 4 Bhattacharya S et al. Phys. Rev., 2000, **C62**:024317
- 5 HE J J et al. Eur. Phys. J., 2000, **A9**:157—160
- 6 HE J J, ZHANG Y H, GUO Y X et al. HEP & NP, 2001, **25**(9):828 (in Chinese)
- 7 Brown B A, Etchegoyen A, Rae W D M. MSUCL Report, 1994, 524
- 8 Brussaard P J, Glaudemans P W M. Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy, North-Holland: Amsterdam, 1977
- 9 Kris L G. Heyde, The Nuclear Shell Model. Spring-Verlag, 1990
- 10 Bhattacharya S et al. Phys. Rev., 2002, **C65**:027301

Structure Analysis of the Nuclear Shell Model to the High-Spin States of ^{143}Pm *

WANG Rui-Ping^{1,1)} WANG Shun-Jin^{1,2,3} ZHANG Guang-Biao¹

1 (Modern Physics Department, School of Physics Science & Technology,

Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

2 (Department of Physics, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

3 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion

Accelerator Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

Abstract It is one of the most important contents to analyze the energy level structure in the nuclear physics. At present the high-spin state of the odd- A nuclear ^{143}Pm have been investigated by using heavy-ion beam reaction the excitation energy level 8.4MeV and spin $(47/2)$ ($\hbar = 1$) has been obtained. In this paper, according to the principle of the nuclear shell model and experimental information, the ^{143}Pm nuclear structure has been analyzed with 2 interaction potentials and compared to the weak-coupling model(WCM) result, especially explore the sequences of γ -ray transitions, which depend to the corresponding dominant configuration. The program OXBASH code is adopted.

Key words energy level scheme, sequence of γ -ray transition, dominant configuration, nuclear shell model

Received 25 August 2004

* Supported by NSFC(10375039, 10175029) and Special Program of Higher Education Science Foundation

1)E-mail: wangrp@lzu.edu.cn