

中子数 $N = 50$ 核 ^{88}Sr 的高自旋态*

刘 忠

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

M. Oshima T. Ishii Hayakawa Y. Toh Y. Hatsukawa
(Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), Tokai, Ibaraki 319-1195, Japan)

H. Sakurai M. Notani M. Ishihara
(The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Wako, Saitama 351-0198, Japan)

摘要 在用 ^{82}Se 束流和天然Ba靶之间的深部非弹反应研究类靶余核激发态时, Ba靶严重氧化, ^{88}Sr 的激发态由 ^{16}O 与 ^{82}Se 之间的融合蒸发反应产生. 通过在束 γ 谱学方法测量了 ^{88}Sr 的退激 γ 射线,提取了 γ 跃迁的DCO系数和角分布各向异性因子,对所有能级进行了自旋指定. 在已知能级之上观测到了两个高自旋能级结构,自旋、激发能分别达到 $13\hbar$, 8520keV 和 $12\hbar$, 7909keV . 根据能级衰变特征和邻近 $N = 50$ 同中子素的能级结构系统性,对高自旋态的组态进行了讨论.

关键词 在束 γ 谱学 高自旋态 γ 跃迁各向异性 核芯激发

1 引言

中子数 $N = 50$ ($Z \approx 40$)核的激发态以内禀单粒子激发为主. 它们的低激发态由 fp 子空间 ($2f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$) 质子激发产生; 激发能达到 $4-5\text{MeV}$ 时, $N = 50$ 的中子满壳能够被打破, 形成中子 $[(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1]$ 粒子-空穴组态, 称为核芯激发. 这些 $N = 50$ 球形核在质子数 $Z = 38$ 处有一亚满壳能隙, 由于在此能隙之上有 $g_{9/2}$ 高 j 轨道, 它们的转晕态在 $Z = 38$ (^{88}Sr) 附近表现出不同特征. 对 $Z \geq 40$ 的核, 在 $4-5\text{MeV}$ 激发能区质子激发产生的角动量可达 $12\hbar$, 而中子 $[(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1]$ 组态所能形成的最大角动量为 $7\hbar$, 因此转晕态仍由质子激发组成. 激发能高于 $6-7\text{MeV}$ 时, 中子核芯激发才通过与质子激发耦合而形成转晕态^[1,2]. 而在 $Z = 36$ 的 ^{86}Kr 中, 中子 $[(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1]$ 核芯激发态的激发能与

2000-10-08 收稿

* 国家自然科学基金(19705011 和 19635030), 中国科学院“九五”重大项目(KJ95T-03)

具有相同角动量的质子态很接近,甚至成为转晕态^[3]. 在本实验之前,⁸⁸Sr 的激发态主要通过轻粒子(p, n, d, t, ³He, α)反应进行了研究^[4]. 在⁸⁶Kr($\alpha, 2n\gamma$)反应中,能级纲图建立到 4369keV 7⁻态^[5]. 一组源于中子[($g_{9/2}$)⁻¹($d_{5/2}$)¹]组态的激发态已在⁸⁷Sr(d, p)反应中观测到^[6],但其精确能量和衰变路径仍是未知的. 最近,在融合裂变反应¹⁷⁶Yb(²⁸Si, f)中,⁸⁸Sr 的激发态被推高到 8.5MeV^[7],但激发态自旋和宇称仍未知. 因此,进一步研究⁸⁸Sr 的高自旋态,揭示其中子激发与质子激发的竞争和相互作用,是很有意义的.

2 实验和数据处理

实验是在日本原子力研究所(JAERI)进行的. 在利用⁸²Se 束流和天然 Ba 靶之间的深部非弹反应研究类靶余核激发态时, Ba 靶严重氧化. ⁸⁸Sr 的激发态主要由¹⁶O 和⁸²Se 之间的融合蒸发反应道产生. 另外, Ba 靶中含有少量碳,¹²C 和⁸²Se 之间的融合蒸发反应也布居⁸⁸Sr 的激发态. ⁸²Se 束流由 JAERI 20MV 串列加速器和直线超导加速器提供. 在两个能量为 380 和 410MeV 时进行了测量,流强约 1pnA. 用由 12 个带 BGO 反康罩的 HPGe 探测器组成的 GEMINI 晶体球^[8]进行在束 $\gamma - \gamma$ 符合测量. 单个 HPGe 探测器的相对效率为

表 1 本实验观测到的⁸⁸Sr 的 γ 跃迁性质

E_γ/keV	相对强度 I	DCO 系数	各向异性因子	$(J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f})/\hbar$ 或 $(E_i \rightarrow E_f)/\text{keV}$
182.0	3.5(5)		0.60(14)	13 \rightarrow 12
242.0	4.5(4)		0.94(13)	12 \rightarrow 11
267.0	9.4(5)	0.51(20)	0.53(15)	12 ⁽⁻⁾ \rightarrow 11 ⁽⁻⁾
311.5	11.4(6)	0.54(19)	0.80(9)	11 ⁽⁻⁾ \rightarrow 10 ⁽⁻⁾
320.0	1.7(8)			9 ⁽⁻⁾ \rightarrow 6521
320.0	4.7(5)		0.59(7)	11 \rightarrow 10
340.5	7.4(6)	0.60(38)	0.97(15)	7776 \rightarrow 7435
348.5	39.8(9)	0.59(15)	0.98(9)	7 ⁻ \rightarrow 6 ⁻
434.5	64.1(12)	0.99(17)	1.59(9)	6 ⁻ \rightarrow 5
489.5	11.5(7)	0.47(22)	0.56(9)	10 ⁽⁻⁾ \rightarrow 9 ⁽⁻⁾
605.5	13.6(8)	0.52(24)	0.78(9)	9 ⁽⁻⁾ \rightarrow 8 ⁽⁺⁾
654.5	4.7(8)	0.86(30)	1.1(21)	7776 \rightarrow 7121
783.5	6.3(7)	1.18(50)	1.93(86)	7 ⁻ \rightarrow 5 ⁻
850.5	99.1(18)	0.98(16)	1.81(6)	5 ⁻ \rightarrow 3 ⁻
898.5	100.0(18)	0.74(12)	1.31(7)	3 ⁻ \rightarrow 2 ⁺
936.5	9.4(7)	0.54(35)	1.1(23)	6 ⁺ \rightarrow 5 ⁻
1083.5	10.1(7)	0.42(50)	1.01(20)	7 ⁺ \rightarrow 6 ⁻
1131.5	4.0(6)			8 ⁽⁺⁾ \rightarrow 7 ⁺
1287.5	24.6(11)	0.55(22)	0.92(6)	8 \rightarrow 7 ⁻
1463.5	7.5(7)	0.71(45)	1.29(31)	7121 \rightarrow 5657
1713.5	3.9(5)		1.87(50)	8 ⁽⁺⁾ \rightarrow 6 ⁺
1835.5		0.94(20)	1.68(6)	2 ⁺ \rightarrow 0 ⁺
1778.5	8.1(6)	0.77(75)	1.26(17)	7435 \rightarrow 5657
1866.5	5.0(5)	0.92(65)	1.63(30)	8 ⁽⁺⁾ \rightarrow 7 ⁻
2152.5	4.0(4)		1.53(38)	6521 \rightarrow 7 ⁻
2472.5	3.3(4)		1.65(50)	9 ⁽⁻⁾ \rightarrow 7 ⁻

40%—70%, 测量 γ 射线的能量范围是 4MeV. 用 ^{133}Ba , ^{152}Eu 标准 γ 射线源对 HPGe 探测器进行了能量和效率刻度. 共获取了约 100×10^6 个 γ - γ 符合事件, 反演建立了 4 个 $4k \times 4k$ γ - γ 符合矩阵. 第一个为总的 γ - γ 符合矩阵, 用它提取 γ 射线间的符合关系和 γ 射线的相对强度. 第二个是由 4 个与束流线成 $\pm 90^\circ$ 的探测器对 4 个 $\pm 30^\circ$ 探测器反演得到的 *DCO* 矩阵, 用它提取 γ 跃迁的多极性 ($\Delta I = 1$ 或 2)^[9]. 用 E2 跃迁开门时, 已知拉伸偶极跃迁 ($\Delta I = 1$) 的 *DCO* 系数为 0.6 左右, 而四极跃迁的为 1.0 左右. 由于 *DCO* 矩阵统计较低, 这一方法只对较强 γ 跃迁有效. 第三和第四个矩阵分别由 $\pm 30^\circ$ 探测器对所有探测器, $\pm 90^\circ$ 探测器对所有探测器反演得到, 它们的统计比 *DCO* 矩阵高, 在这两个矩阵的“所有探测器”轴上开门, 两个开门谱中 γ 射线的强度之比, 经两组 ($\pm 90^\circ$, $\pm 30^\circ$) 探测器的探测效率修正后, 得到符合方式下的 γ 射线各向异性因子, 可用来提取 γ 射线, 特别是较弱 γ 射线的多极性. 已知拉伸偶极跃迁的各向异性因子为 1.1 左右, 而四极跃迁的各向异性因子约为 1.8. 本实验观测到的 γ 跃迁能量, 相对于 898keV 跃迁的强度, *DCO* 系数和各向异性因子列在表 1 中. 根据 γ - γ 符合关系, γ 射线的强度, γ 跃迁能量关系建立了 ^{88}Sr 的能级纲图, 如图 1 所示. 图 2 给出了以 490, 1288, 1836keV γ 跃迁开门的符合谱.

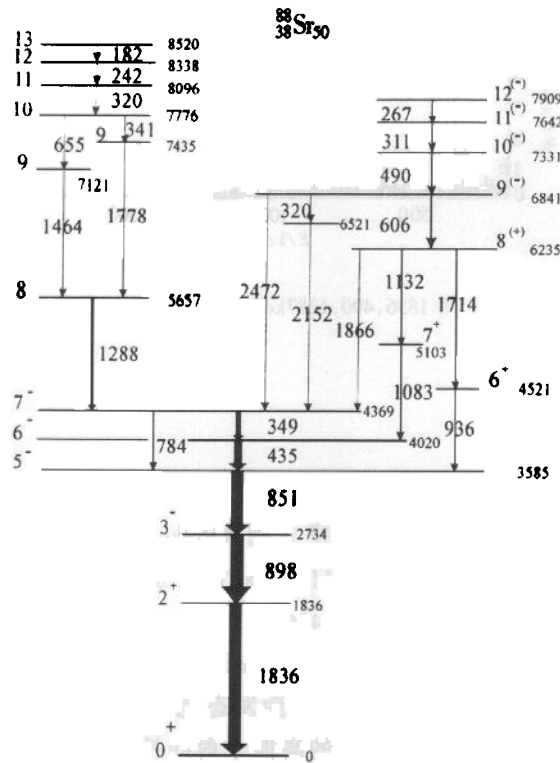


图 1 本工作建立的 ^{88}Sr 能级纲图

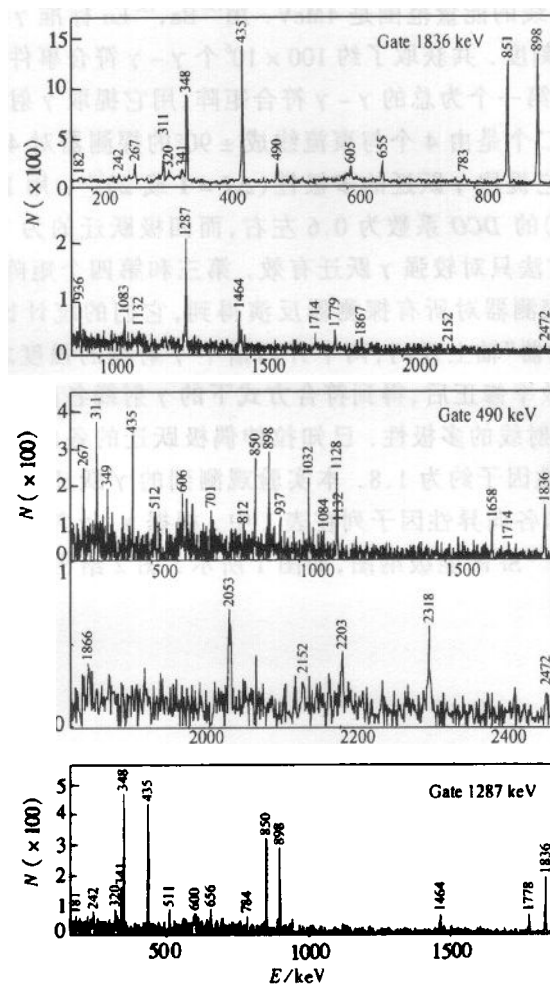


图 2 用 1836, 490, 1287 keV 跃迁开门的符合谱

3 结果

原来的在束 γ 实验将 ^{88}Sr 的激发态建立到 $4369\text{keV } 7^-$ 态^[5], 在此之上还发现一条 $1287\text{keV } \gamma$ 跃迁和一串低能 γ 跃迁 ($490, 311, 267\text{keV}$) 分别与 4369keV 能级之下的 γ 射线符合, 这些结果都被我们的数据所证实. 在 4369keV 能级之上, 我们观测到了两支新的能级结构. 左面一支与 1288keV 跃迁符合, 这一组 γ 跃迁的 DCO 系数和各向异性因子表明它们都是 $\Delta I = 1$ 偶极跃迁. 该能级序列的最高激发态能量为 8520keV , 自旋为 $13\hbar$. 另一串已知的 $490, 311, 267\text{keV}$ 跃迁与多条较弱的高能 γ 射线符合, 仔细分析符合关系和能量关系后, 在已知能级之上建立了右边的能级结构见图 1. 这些低能 γ 和下面的 606keV 跃迁都具有拉伸偶极跃迁性质. 在连接 6235keV 能级和 $5^-, 6^-, 7^-$ 的跃迁中, 936keV 和

1083keV 比较强,被分别直接放在 5^- , 6^- 之上;它们的各向异性因子在 1.0 左右,因此得到的 4521 和 5103keV 能级的自旋分别是 $6\hbar$ 和 $7\hbar$. 在 $^{87}\text{Sr}(d, p)$ 反应中^[6] 观测到的 4518 和 5100keV 能级被识别为 $\nu[(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1]$ 组态的多重态,自旋宇称被指定为 $(6)^+$ 和 $(7)^+$; 而在 (p, p') 反应中^[10], 5105keV 能级被指定为 7^+ . 它们与图 1 中的 4521, 5103keV 能级能量非常相近,且自旋也相同. 考虑到在早期轻粒子反应中能量精确度不够好,我们认为它们实际上对应于相同能级,因此将 4521, 5103keV 能级指定为正宇称. 它们分别通过 E1 跃迁衰变到 5^- , 6^- 态. 4521keV 能级之上的 1714keV 跃迁的各向异性因子(1.75)表明它是拉伸四极跃迁($\Delta I = 2$),所以 6235keV 能级的自旋为 $8\hbar$. 在束 γ 谱学中, $\Delta I = 2$ 的 γ 跃迁基本都属于 E2 跃迁,据此,我们尝试性地指定它为负宇称. 6841keV 能级通过 $\Delta I = 2$ 的 2472keV γ 跃迁退激到 7^- , 同理,被尝试性地指定为负宇称. 在其之上的能级由低能 $\Delta I = 1$ 级联跃迁连接,最高能级自旋为 $12\hbar$,激发能为 7909keV. 根据对它们组态的讨论(见讨论),这些 $\Delta I = 1$ 跃迁很可能是 M1 跃迁.

最近,在我们实验之后,Stefanova 等^[7] 也报道了 ^{88}Sr 的高自旋态. 在文献[7]中, ^{88}Sr 由融合裂变反应 $^{176}\text{Yb}(^{28}\text{Si}, f)$ 产生,该反应中一生成 80 多种裂变碎片. ^{88}Sr 的能级纲图也被推高到 8.5MeV,基本上和图 1 相似,只是左边的最高两条跃迁(242, 182keV)的顺序,连接 6841 和 4369keV 能级的两条跃迁(320, 2152keV)的顺序与我们相反;另外他们观测到的几条 γ 射线,特别是连接右边能级结构与原来已知能级的几条 γ 射线,我们没有看到. 他们没有测量 γ 跃迁的角关联,无法确定 γ 跃迁多极性和能级自旋.

4 讨论

由于质子 $Z = 38$ 亚壳能隙比 $N = 50$ 中子满壳能隙小, $Z \approx 40$ 的 $N = 50$ 同中子素的低激发态主要来自质子激发. ^{88}Sr 的质子费米面位于 $Z = 38$ 亚壳能隙以下的 $p_{3/2}, f_{5/2}$ 质子轨道之间,第一 2^+ 态由 $p_{3/2}, f_{5/2}$ 质子跃迁到 $Z = 38$ 亚壳之上的 $p_{1/2}$ 轨道产生; 7^- 及其以下负宇称态 $3^-, 5^-, 6^-$ 主要由 $p_{3/2}, f_{5/2}$ 质子跃迁到 $g_{9/2}$ 轨道产生,即其组态为 $\pi[(f_{5/2})^{-1}(g_{9/2})^1]$, $\pi[(p_{3/2})^{-1}(g_{9/2})^1]$ 或它们的混合,记为 $\pi[(fp)^{-1}(g_{9/2})^1]$. ^{88}Sr 质子费米面位置与 ^{86}Kr 的比较相似,离 $g_{9/2}$ 轨道较远,而 ^{90}Zr 质子费米面离 $g_{9/2}$ 轨道较近,因此 ^{88}Sr , ^{86}Kr 的 $\pi[(fp)^{-1}(g_{9/2})^1]$ 态的激发能相近,如 ^{86}Kr 的 $5^-, 6^-, 7^-$ 态比 ^{88}Sr 的高约 300keV,而 ^{88}Sr 的 5^- 比 ^{90}Zr 的高约 1.3MeV. 与此成对照,这些核源于中子核芯激发 $\nu[(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1]$ 的 $6^+, 7^+$ 态的激发能很相近. ^{86}Kr 的为 4064, 4756keV,与角动量相同的质子态很相近, 6^+ 态甚至成为转晕态^[3]; ^{88}Sr 的为 4521, 5105keV,比角动量相同的质子态高约 600keV,分别通过 E1 跃迁退激到 $5^-, 6^-$ 质子态; ^{90}Zr 的约为 4.5, 5.1MeV^[6],比相应质子态高约 1.1MeV,在融合蒸发反应中观测不到.

^{88}Sr 的更高自旋态可由多质子激发或中子核芯激发与质子激发的耦合产生. 理论上已对 $Z \geq 40$ 的 $N = 50$ 同中子素的高自旋态进行了壳模型计算,对实验结果做出了较好的解释^[1,2]. 但至今还没有人对 ^{88}Sr 的高自旋态进行过壳模型计算. 在最近的文献[7]中用准粒子-声子模型计算了 ^{88}Sr 的高自旋态,但结果很难与实验数据比较. 这里我们只能根

据⁸⁸Sr 的能级结构特征, 结合 $N = 50$ 同中子素的系统性, 对其高自旋态的组态做些定性讨论.

图 1 中右边的能级结构通过高能 γ 衰变到 6^+ , 7^+ 和 7^- 态, 显示它是由中子核芯激发与低位质子激发耦合形成的. $Z \geq 40$ 的 $N = 50$ 同中子素高自旋态数据和壳模型计算表明, 这种能级结构由强 M1 低能跃迁连接, 因此最上面的 $\Delta I = 1$ 跃迁很可能是 M1 跃迁. 其组态可能是 $\nu[(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1] \otimes \pi[(fp)^{-1}(g_{9/2})^1]$, $\nu[(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1] \otimes \pi[(f_{5/2} p_{3/2})^{-2}(p_{1/2})^2]$ 或 $\nu[(g_{9/2})^{-1}(d_{5/2})^1] \otimes \pi[(fp)^{-1}(p_{1/2})^1]$, 后两种组态具有正宇称. Stefanova 等人建议这一能级结构具有第二种组态, 但该组态所能形成的最大角动量只有 $11\hbar$. 我们的数据表明该能级结构更可能为负宇称, 对应第一种组态.

图 1 中左边能级结构只衰变到 7^- 态, 很像质子 $2p - 2h$ 激发态. ⁸⁸Sr 质子费米面位置与⁸⁶Kr 的相似, 它们的 $\pi(g_{9/2})^2 8^+$ 态能量应该相近. 利用 Sinatkas 等人的相互作用参数的壳模型计算表明⁸⁶Kr 中 5660keV 能级包含很大的 $\pi(g_{9/2})^2$ 成分^[3], 因此⁸⁸Sr 的 5657keV 能级很可能来自该组态. 质子 $2p - 2h \nu[(f_{5/2} p_{3/2})^{-2}(p_{1/2} g_{9/2})^2]$ 激发形成的最大角动量只有 $12\hbar$, 在最高几个能级一定有另外的激发模式开始做出贡献. 顶部的一串低能 $\Delta I = 1$ 跃迁可能也是来自于中子核芯激发与质子多粒子 - 多空穴激发的耦合.

为了对⁸⁸Sr 的能级结构做出较可靠的解释, 壳模型理论计算是必要的.

参考文献 (References)

- 1 Ghugre S et al. Phys. Rev., 1995, C52:1881
- 2 Warburton K et al. Phys. Rev., 1985, C31:1184
- 3 Winter G et al. Phys. Rev., 1993, C48:1010
- 4 Muller H W, Tepel J W. Nucl. Data Sheets, 1988, 54:1
- 5 Arnell S et al. Nucl. Phys., 1975, A241:109
- 6 Li P C et al. Nucl. Phys., 1987, A462:26
- 7 Stefanova E A et al. Nucl. Phys., 2000, A669:14
- 8 Furuno K et al. Nucl. Instr. and Meth., 1999, A421:211
- 9 Krane K S et al. Nucl. Data Tables, 1973, A11:351
- 10 Kouw L R et al. Nucl. Phys., 1988, A481:13

High Spin States in the $N = 50$ Nucleus $^{88}\text{Sr}^*$

LIU Zhong

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

M. Oshima T. Ishii T. Hayakawa Y. Toh Y. Hatsukawa

(*Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), Tokai, Ibaraki 319-1195, Japan*)

H. Sakurai M. Notani M. Ishihara

(*The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Wako, Saitama 351-0198, Japan*)

Abstract Excited states of ^{88}Sr have been produced in the fusion evaporation reaction between ^{82}Se beam and ^{16}O from a heavily oxidized Ba target and studied using the in-beam γ spectroscopy techniques. Two high-spin level structures have been observed and established up to 8.5 MeV and 7.9 MeV excitation energy with spin values of $13\hbar$ and $12\hbar$, respectively. Based on the measurements of the *DCO* ratios and anisotropies of γ -rays, spin values of the excited states have been assigned up to the highest levels observed. Possible configurations are discussed for the two high spin level structures.

Key words in-beam γ spectroscopy, high spin state, γ -ray anisotropy, core excitation

Received 8 October 2000

* Supported by NSFC(1975011,19635030) and Major Subject of The Chinese Academy of Sciences (KJ95T-03)