

## $^{93}\text{Pd}$ 的 $\beta$ 缓发质子衰变\*

王旭东<sup>1,1)</sup> 徐树威<sup>1</sup> 李占奎<sup>1</sup> 谢元祥<sup>1</sup> 吴哲英<sup>2</sup>  
许甫荣<sup>2</sup> 郭斌<sup>1</sup> 冷长庚<sup>1</sup> 王春芳<sup>1</sup> 于涌<sup>1</sup>

1(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2(北京大学技术物理系 北京 100871)

**摘要** 通过 $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca}, 3n2p)$ 反应合成等待点核 $^{93}\text{Pd}$ ,采用氦喷嘴带传输系统加 p- $\gamma$ 符合,观测到了它的 $\beta$ 缓发质子衰变,测得其半衰期为 $(1.3 \pm 0.2)\text{s}$ .采用统计模型计算拟合了实验测得的 $\beta$ 缓发质子能谱和布居到质子发射体子核不同终态的分支比,指认了 $^{93}\text{Pd}$ 的基态自旋为 $9/2^-$ .用 Woods-Xason Strutinsky 方法计算了 $^{93}\text{Pd}$ 的核位能面,其结果表明 $^{93}\text{Pd}$ 基态自旋宇称可能为 $9/2^+$ .

**关键词** 等待点核  $\beta$ 缓发质子衰变 半衰期 统计模型 核位能面

### 1 引言

等待点核的实验观测和理论研究对于天体物理中核合成的重要的 r p(快质子俘获)过程的研究具有特别重要的意义,可以为天体核物理中核合成以及同位素分布等研究提供基本的实验数据和理论依据<sup>[1]</sup>.质子滴线附近同位旋  $T_z = 1/2$  的核 $^{93}\text{Pd}$ 就是预言中的一个等待点核<sup>[2]</sup>. Schmidt<sup>[3]</sup>等不久前在实验中观测到了 $^{93}\text{Pd}$ 的包括 $\beta$ 缓发质子( $\beta\text{p}$ )在内的( $\text{EC} + \beta^+$ )衰变,给出了半衰期和缓发质子能谱.为了检验壳模型计算的结果,本工作进一步从实验上确定了 $^{93}\text{Pd}$ 的基态自旋并用 Woods-Xason Strutinsky 方法计算了 $^{93}\text{Pd}$ 的核位能面. $\beta$ 缓发质子先驱核 $^{93}\text{Pd}$ 是通过融合蒸发反应 $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca}, 3n2p)$ 产生的,并采用氦喷嘴带传输系统加 p- $\gamma$ 符合测量来实现分离鉴别.这一实验方法在此前报道的工作中使用过<sup>[4-6]</sup>,即通过与 $\beta$ 缓发质子符合的质子发射体子核已知低位态之间的 $\gamma$ 跃迁识别先驱核.

### 2 实验方法

本实验是在中国科学院近代物理研究所兰州重

离子加速器国家实验室进行的.由扇形聚焦回旋加速器(SFC)提供的 $232\text{MeV}$ 的 $^{40}\text{Ca}^{12+}$ 束流轰击厚度为 $2.1\text{mg}/\text{cm}^2$ 、富集度为 $98\%$ 的 $^{58}\text{Ni}$ 自支撑靶.靶室与加速器管道由厚度为 $1.89\text{mg}/\text{cm}^2$ 的 Havar 膜隔离开,靶室中充入 $1\text{bar}$ 气压的氦气.重离子束穿过 Havar 膜后,经过 $2\text{cm}$ 厚的氦气层轰击 Ni 靶.靶安装在带有冷却装置的铜质圆盘上.束流强度约为 $0.5\mu\text{A}$ .采用了 $\text{PbCl}_2$ 作为氦气中的气溶胶载体,工作温度 $430^\circ\text{C}$ .核反应产生的放射性产物在氦气中慢化并附着在气溶胶颗粒上,在压差的作用下随氦气快速穿越长约 $6\text{m}$ ,内径 $2\text{mm}$ 的毛细管,喷射在真空收集室的传送带上,而后由快速带传输系统周期性地传送到屏蔽好的低本底区进行符合测量.在每一个测量周期内,反应产物收集时间、拉带时间、等待时间和探测器测量时间分别为 $2.90, 0.18, 0.02$ 和 $2.88\text{s}$ .放射性产物收集与探测器的等待和测量同时进行.在测量点传送带的两侧各放有一块测量带电粒子的 $570\text{mm}^2 \times 350\mu\text{m}$ 全耗尽金硅面垒半导体探测器,每一块金硅面垒探测器后放置一个同轴型 HpGe(GMX)探测器作为 $\gamma$ 射线探测器.实验以 p- $\gamma$ 符合方式获取了 $\gamma$ 射线和质子的能谱与时间谱.实验布局见图 1.

2002-05-15 收稿

\* 国家重点基础研究发展规划(G2000077402),国家自然科学基金(19975057,10005011,10175002)和中国科学院计划局资助

1)E-mail: xdw@impcas.ac.cn

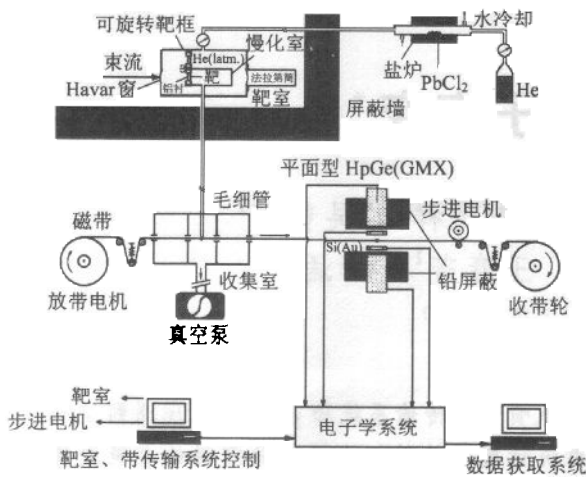


图 1 实验布局图

### 3 结果分析

$\beta$  缓发质子先驱核  $^{93}\text{Pd}$  经由  $(\text{EC} + \beta^+)$  衰变至  $^{93}\text{Rh}$ , 当  $^{93}\text{Rh}$  发生质子衰变后将落在质子发射体的子核  $^{92}\text{Ru}$  的不同低位态上. 这样, 通过测量与质子符合的子核  $^{92}\text{Ru}$  中已知低位态能级间的  $\gamma$  跃迁, 可以指认其  $\beta$  缓发质子先驱核  $^{93}\text{Pd}$  (见图 2).

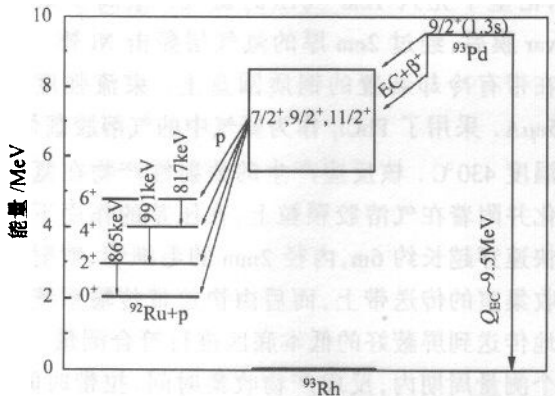


图 2  $^{93}\text{Pd}$  的  $\beta$  缓发质子衰变的部分衰变纲图

由 2.5—5.0 MeV 质子开门得到的  $\gamma$  射线谱如图 3 所示. 由于在带电粒子探测器中正电子堆积效应的能量上限小于 2.5 MeV, 所以图 3 中的  $\gamma$  射线主要是质子缓发的  $\gamma$  射线, 而不是  $(\text{EC} + \beta^+)$  缓发的  $\gamma$  射线. 对其中较强的  $\gamma$  射线一一作了指认, 包括分别对应于  $^{92}\text{Ru}$  低位能级  $2^+ \rightarrow 0^+$  和  $4^+ \rightarrow 2^+$  跃迁的 865 和 991 keV 的两条  $\gamma$  射线<sup>[7]</sup>. 图 4 是 865 keV 开门的质子谱, 其中直方图为实验得到的结果, 曲线为采用统计模型计算得到的能谱. 关于计算在后面介绍. 实验能谱中低于 2.2 MeV 的部分多是由正电子在硅探测器中的堆积效应产生的. 参考文献[3]报

道了  $^{93}\text{Pd}$  衰变中有一条 864.1 keV 的  $\gamma$  射线, 这条  $\gamma$  射线被作者指认是  $(\text{EC} + \beta^+)$  缓发的. 它的能量与图 3 中 865 keV 的  $\gamma$  射线相近. 但是在图 3 中谱的低能端我们没有观察到来自  $^{93}\text{Pd} (\text{EC} + \beta^+)$  缓发的 239.7 和 381.7 keV 的两条最强  $\gamma$  峰<sup>[3]</sup>, 因此我们相信: 图 3 中的 865 keV 的  $\gamma$  射线没有  $(\text{EC} + \beta^+)$  缓发  $\gamma$  射线的成分. 而对于 864.1 keV 的  $\gamma$  射线的指认, 本文在后面的内容里还会加以讨论.

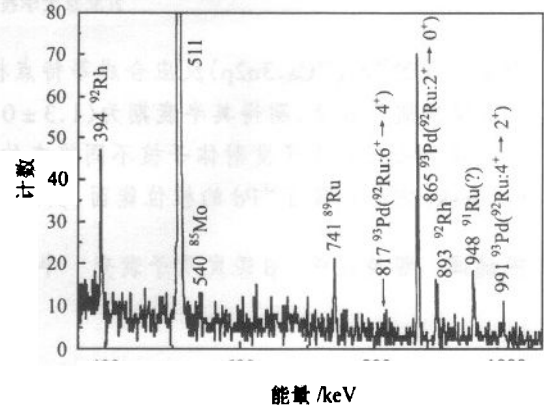


图 3 由 2.5—5.0 MeV 质子开门得到的  $\gamma$  射线谱. 对图中较强的  $\gamma$  射线标注了它们的能量及其先驱核. 括号中是相对应的  $\beta\text{p}$  衰变子核的低位态之间的跃迁.

从 865 keV 的  $\gamma$  射线的时间序列谱, 提取了  $^{93}\text{Pd}$  的半衰期为  $(1.3 \pm 0.2)\text{s}$  (图 4 的插图). 这一结果与 Herndl 和 Brown<sup>[8]</sup> 用壳模型估算的 1.4 s 相一致, 也较好地符合了参考文献[3]报告的  $(0.9 \pm 0.2)\text{s}$  半衰期, 但是却远大于 Möller 采用宏观-微观质量模型计算得到的 0.22 s<sup>[9]</sup>.

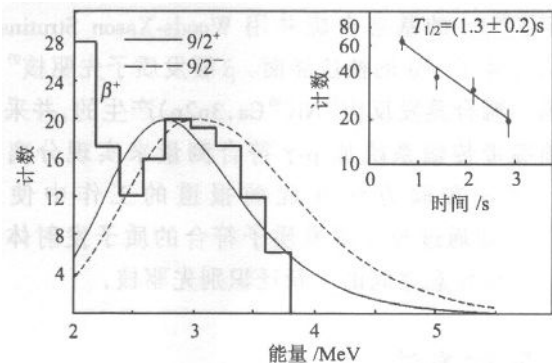


图 4 由 865 keV 的  $\gamma$  射线开门得到的质子能谱. 直方图是实验能谱, 两条曲线是统计模型的计算结果. 插图是由 2.5—5.0 MeV 质子开门得到的 865 keV 的  $\gamma$  射线的衰变曲线.

从图 3 中 865 和 991 keV 的  $\gamma$  射线的强度, 以及 817 keV (对应于  $^{92}\text{Ru}$  的  $6^+ \rightarrow 4^+$  跃迁) 处的本底水平, 可以提取出  $^{93}\text{Pd}$  经由  $\beta$  缓发质子衰变落到  $^{92}\text{Ru}$  不同

终态(6<sup>+</sup>, 4<sup>+</sup>, 2<sup>+</sup>)的相对分支比为 100:23(5):3(上限). 我们采用修正的统计模型<sup>[10,11]</sup>计算了 βp 衰变的能谱和到不同终态的相对分支比(见表 1). 计算中引用了由粗糙理论预言的无结构 β 强度函数<sup>[12]</sup>, 以及基于后移的 Fermi 气体模型假定的能级密度公式<sup>[13]</sup>. <sup>93</sup>Pd 的反应能  $Q_{EC}$  及质子发射体<sup>93</sup>Rh 的质子分离能  $S_p$  则采用了系统性外推给出的数值 9.47 和 2.05MeV<sup>[14]</sup>. 假设<sup>93</sup>Pd 的自旋为 9/2 时, 计算得到的分支比与实验结果最为符合, 而且得到的能谱也和实验符合的较好(图 4). 另外, 我们用宏观-微观模型计算了<sup>93</sup>Pd 的核位能面. 根据 Strutinsky 方法<sup>[15]</sup>, 核的总能量可分为宏观能与微观能两部分, 其中微观能部分包括壳修正和对修正. 在微观能计算中, 我们采用变形的 Woods-Saxon 单粒子势<sup>[16]</sup>和 Lipkin-Nogami 对关联方法. 大量的计算和与实验的比较已经表明 Woods-Saxon 势能很好地给出单粒子能级. Lipkin-Nogami 对方法较合理地考虑了粒子数涨落的影响, 比通常的 BCS 方法更好地给出对修正能. 我们用液滴模型计算宏观能量. 为了全面地考虑可能的形变因素, 计算包括了  $\beta_2, \beta_4, \gamma$  形变. 在对能计算中奇核子的阻塞效应自洽地被计算. 计算表明, 在正宇称组态的位能面上存在一个极小(图 5), 其形变参数  $\beta_2 = 0.000, \beta_4 = -0.001, \gamma = -30.0$ . 因此, 可以认为<sup>93</sup>Pd 是基态球形核, 它的最后一个中子应处于  $1g_{9/2}$  的轨道上. 也就是说<sup>93</sup>Pd 的基态自旋宇称倾向于 9/2<sup>+</sup>. 这一指定与壳模型计算<sup>[8]</sup>和 Audi<sup>[14]</sup>基于系统性预言得到的 9/2<sup>+</sup> 的结果也是一致的.

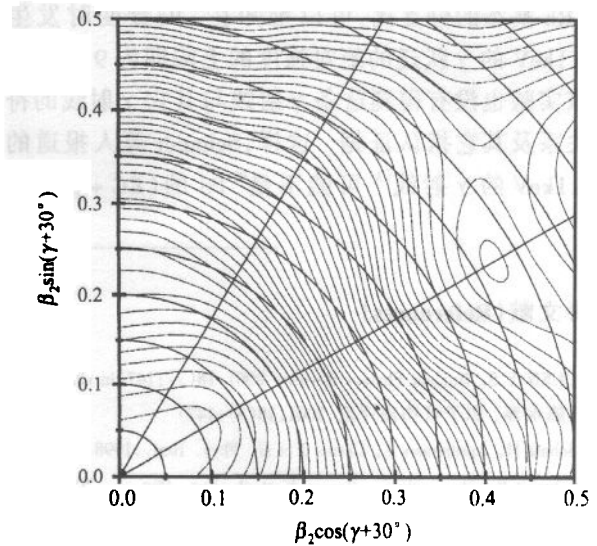


图 5 由 Woods-Saxon Strutinsky 方法计算得到的<sup>93</sup>Pd 的正宇称组态的核位能面  
能量极小在坐标原点处.

综上所述, 通过本次实验我们观察到了<sup>93</sup>Pd 的 βp 衰变过程, 并从实验数据中得到了其半衰期(1.3 ± 0.2)s, 由进一步的理论计算得到基态自旋宇称(9/2<sup>+</sup>), 这些结果都简要地表示在<sup>93</sup>Pd 缓发质子衰变的部分衰变纲图(图 2)之中.

另外, 在参考文献[3]的表 1 中给出了观察到的<sup>93</sup>Pd(EC + β<sup>+</sup>)缓发的 864.1keV 的 γ 跃迁的强度为 9 ± 2%. <sup>93</sup>Pd 的自旋宇称为 9/2<sup>+</sup>, 它发生 βp 衰变的绝对强度为 1.7% (表 1), 那么经 βp 衰变后<sup>92</sup>Ru 发生 865keV(2<sup>+</sup> → 0<sup>+</sup>)γ 跃迁的分支比约为 1.5%. 由于参考文献[3]的数据中不含<sup>93</sup>Pd 直接衰变

表 1 采用修正的统计模型计算得到的<sup>93</sup>Pd 各种可能的初态发生 β 缓发质子衰变的绝对强度, 以及衰变到<sup>92</sup>Ru 不同终态的相对分支比

<sup>93</sup> Pd 的初态 自旋宇称	到 <sup>92</sup> Ru 不同终态的分支比 $b_p$ (%)				绝对强度	$b_p(4^+)/b_p(2^+)$	
	基态	865keV	1856keV	2673keV		理论值	实验值
	0 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	6 <sup>+</sup>			
1/2 <sup>-</sup>	96.6	3.4	0.0	0.0	$1.3 \times 10^{-1}$	0.0	
1/2 <sup>+</sup>	92.2	7.8	0.0	0.0	$1.9 \times 10^{-1}$	0.0	
3/2 <sup>-</sup>	84.2	15.7	0.1	0.0	$8.3 \times 10^{-2}$	$6.4 \times 10^{-3}$	
3/2 <sup>+</sup>	83.3	16.7	0.0	0.0	$1.5 \times 10^{-1}$	0.0	
5/2 <sup>-</sup>	74.8	24.8	0.4	0.0	$5.7 \times 10^{-2}$	$1.6 \times 10^{-2}$	
5/2 <sup>+</sup>	65.8	32.9	1.3	0.0	$8.5 \times 10^{-2}$	$4.0 \times 10^{-2}$	2.3(5)
7/2 <sup>-</sup>	49.4	47.0	3.5	0.1	$2.5 \times 10^{-2}$	$7.4 \times 10^{-2}$	$\times 10^{-1}$
7/2 <sup>+</sup>	45.4	48.6	6.0	0.0	$4.7 \times 10^{-2}$	$1.2 \times 10^{-1}$	
9/2 <sup>-</sup>	48.7	43.1	7.9	0.3	$1.5 \times 10^{-2}$	$1.8 \times 10^{-1}$	
9/2 <sup>+</sup>	10.6	68.6	19.4	1.4	$1.7 \times 10^{-2}$	$2.8 \times 10^{-1}$	
11/2 <sup>-</sup>	9.2	61.0	26.2	3.6	$3.9 \times 10^{-3}$	$4.3 \times 10^{-1}$	
11/2 <sup>+</sup>	4.6	52.8	34.9	7.7	$7.3 \times 10^{-3}$	$6.6 \times 10^{-1}$	

到<sup>93</sup>Rh 基态的分支比,可以推知在<sup>93</sup>Pd 衰变时发生 864.1keV 的  $\gamma$  跃迁的绝对强度的上限即为  $9 \pm 2\%$ , 而该实验也没有得到这条  $\gamma$  射线与其它  $\gamma$  射线的符合关系及其它指认证据. 这样, Schmidt 等人报道的 864.1keV 的  $\gamma$  射线<sup>[3]</sup>可能不是<sup>93</sup>Pd 的 (EC +  $\beta^+$ ) 缓

发  $\gamma$  射线, 而是本次实验观察到的质子缓发的 865keV 的  $\gamma$  射线.

感谢兰州重离子加速器国家实验室 SFC 加速器运行维护人员为本次实验所付出的辛勤劳动.

## 参考文献 (References)

- 1 CHEN Y S. Nuclear Physics Review, 2001, **18**(3):147(in Chinese)  
(陈永寿. 原子核物理评论, 2001, **18**(3):147)
- 2 Schatz H, Aprahmian A, Görres J et al. Phys. Rep., 1998, **294**:167
- 3 Schmidt R, Mazzocchi C, Borcea R et al. Eur. Phys. J., 2000, **A8**:303
- 4 XU S W, XIE Y X, LI Z K et al. Phys. Rev., 1999, **C60**:061302(1-5)
- 5 XU S W, LI Z K, XIE Y X et al. Eur. Phys. J. 2001, **A12**:1
- 6 XU S W, LI Z K, XIE Y X et al. Phys. Rev., 2001, **C64**:017301(1-2)
- 7 Nolte E, Korschinek G, Heim U. Z. Phys., 1980, **A298**:191
- 8 Herndle H, Brown B A. Nucl. Phys., 1997, **A627**:35
- 9 Möller P, Nix J R, Kratz K L. At. Data Nucl. Data Tables, 1997, **66**:131
- 10 Hornshøj P, Wilsky K, Hansen P G et al. Nucl. Phys., 1972, **A187**:609
- 11 Hardy J C. Phys. Lett., 1982, **B109**:242
- 12 Takahashi K, Yamada M, Kondoh T. At. Data Nucl. Data Tables, 1973, **12**(1):101
- 13 Dilg W, Schantl W, Vonach H. Nucl. Phys., 1973, **A217**:269
- 14 Audi G, Bersillon O, Blachot J et al. Nucl. Phys., 1997, **A624**:1
- 15 Strutinsky V M. Nucl. Phys., 1967, **A95**:420
- 16 Nazarewicz W, Dudek J, Bengtsson R et al. Nucl. Phys., 1985, **A435**:397

## $\beta$ -Delayed Proton Decay of <sup>93</sup>Pd<sup>+</sup>

WANG Xu-Dong<sup>1)</sup> XU Shu-Wei<sup>1</sup> LI Zhan-Kui<sup>1</sup> XIE Yuan-Xiang<sup>1</sup> WU Zhe-Ying<sup>2</sup> XU Fu-Rong<sup>2</sup>  
GUO Bin<sup>1</sup> LENG Chang-Geng<sup>1</sup> WANG Chun-Fang<sup>1</sup> YU Yong<sup>1</sup>

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

2(Department of Technical Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

**Abstract** The  $\beta$ -‘waiting point’ nucleus <sup>93</sup>Pd has been produced via <sup>58</sup>Ni(<sup>40</sup>Ca, 3n2p) reaction. A helium-jet fast tape transport system was used in combination with p- $\gamma$  coincidence measurement to identify the  $\beta$ -delayed proton precursor <sup>93</sup>Pd, whose half-life has been measured to be  $1.3 \pm 0.2$ s. The measured energy spectrum of  $\beta$ -delayed protons and relative branching ratios to the final states in the daughter nucleus <sup>92</sup>Ru are fitted by a revised statistic model calculation, and then the ground-state spin of <sup>93</sup>Pd are assigned to be 9/2. Meanwhile, a nuclear energy-potential-surface (EPS) calculation is performed by using the Woods-Saxon Strutinsky method. The calculated result supports the ground-state spin and parity of 9/2<sup>+</sup> assignment.

**Key words** ‘waiting point’ nuclei,  $\beta$ -delayed proton decay, half-life, statistical model, nuclear energy-potential surface

Received 15 May 2002

\* Supported by Major State Basic Research Development Program (G2000077402), National Natural Science Foundation of China (19975057, 10005011, 10175002), and Chinese Academy of Sciences

1) E-mail: xdw@impcas.ac.cn