

质子衰变研究*

杨永锋

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘 要 介绍了质子衰变的基本原理,综述了质子衰变实验研究的现状.

关键词 质子衰变 衰变能 半衰期

分类号 O571.3

1 引 言

质子衰变研究不但可以确定质子滴线的位置,而且还可以提供质子滴线附近核的质量和结构信息,所以自从 60 年代 V. A. Kar-naukhov 等人从理论上提出质子衰变作为缺中子核的一种新型衰变方式^[1]以来,已进行了许多实验研究工作.但以下几种原因给实验探测质子衰变带来了困难.(1) 极缺中子的质子衰变核产生截面小,仅为 μb 量级或以下;(2) 质子衰变核的半衰期强烈地依赖于其质子衰变能,质子衰变能只有在一定的范围内(500~1 500 keV)时,才有可能从实验上探测质子衰变;(3) 由于对质子滴线附近核质量预言的不确定性,给理论上预言某个核是否具有可以从实验上进行测量的质子衰变带来一定的困难;(4) 直接发射的低能质子被埋没在高产额相邻核的强 β 本底之中.因此直到 1970 年 Jackson 等人才首次从实验上观测到了 $^{53\text{m}}\text{Co}$ 同质异能态的质子衰变^[2,3],1982 年 Hofmann 等人首次从实验上观测到了 ^{151}Lu 的基态质子衰变^[4].在其后的大约三年中,相继在 $A=150$ 质量区发现了两个质子衰变核(^{147}Tm 、 $^{147\text{m}}\text{Tm}$)^[5],在 $A=110$ 质量区发现了两个质子衰变核(^{109}I 、 ^{113}Cs)^[6,7].此后英国 Daresbury 实验室在其反冲质量谱仪(RMS)上发展了双面硅条探测器系统^[8],提高了探测灵敏度,1992 年至 1994 年,先后发现了七个质子衰变核(^{112}Cs 、 ^{146}Tm 、 $^{146\text{m}}\text{Tm}$ 、 ^{150}Lu 、

^{156}Ta 、 $^{156\text{m}}\text{Ta}$ 和 ^{160}Re)^[9~13],并对已有的一些实验数据作了修正^[11].1994 年,Tighe 等人使用低能质子探测器球测量了 ^{105}Sb 能量为 478 keV 的衰变质子^[14].1997 年,美国 Argonne 实验室也使用双面硅条探测器系统,在其碎片质量分析器(FMA)上发现了十个质子衰变核(^{157}Ta 、 $^{161\text{m}}\text{Re}$ 、 ^{161}Re 、 $^{165\text{m}}\text{Ir}$ 、 $^{166\text{m}}\text{Ir}$ 、 ^{166}Ir 、 $^{167\text{m}}\text{Ir}$ 、 ^{167}Ir 、 $^{171\text{m}}\text{Au}$ 和 $^{185\text{m}}\text{Bi}$)^[15~17].

2 基本原理

2.1 缺中子核的衰变方式

β 衰变将一种核子转变为另一种,终结于处于同量异位素抛物线底部的稳定核素,在母子核的结合能差很小时,就可以进行 β 衰变,所以同一质量通常只有 1~3 个核素稳定. $A>209$ 的 β 稳定核可通过发射 α 和裂变而衰变.若 β 衰变产生的子核处于激发态,将通过 γ 衰变而退激.随着核素逐渐远离 β 稳定线,其 β 衰变能 Q_β 将增加,由于弱相互作用机制和选择定则的限制, β 衰变半衰期下降相对平缓,而核子和核子集团的衰变几率强烈地依赖于其衰变能量,从而使得核子或核子集团衰变成为最快的衰变方式.核子或核子集团衰变所需的最小能量通常可由 β 衰变到子核的不同激发态上来满足,所以 β 延发 1~3 个质子、1~3 个中子和 β 延发裂变成为可能的衰变过程.强库仑排斥力使得缺中子核发射带电粒子(p , $2p$, α)所必须的最小能量线

* 中国科学院青年基金资助课题.
1997 - 12 - 08 收稿.

(质子滴线)比中子滴线离 β 稳定线近得多, 但库仑位垒也阻碍了带电粒子的快速发射. 质子具有最低的库仑位垒, 所以质子衰变的几率随中子数的减小下降最快, 质子衰变可以确定缺中子核存在的界限——质子滴线.

2.2 质子衰变能

直接质子衰变的必要条件是其衰变能为

$$Q_p = (M_{Z+1} - M_Z - m_p - m_e) \cdot c^2 > 0, \quad (1)$$

M_i 为原子序数为 i 的原子的质量, m_p 和 m_e 分别为质子和电子的质量, c 为光速. 若采用原子核的结合能 B , 则 Q_p 可简单地表示为

$$Q_p = (B_Z - B_{Z+1}), \quad (2)$$

$$B_Z = (ZM_H + Nm_n - M_Z)c^2, \quad (3)$$

B_i 为原子序数为 i 的原子核的结合能, m_n 为中子质量. 对于双质子衰变, 忽略双质子间的结合能, 则其衰变能可表示为

$$Q_{2p} = (B_Z - B_{Z+2}). \quad (4)$$

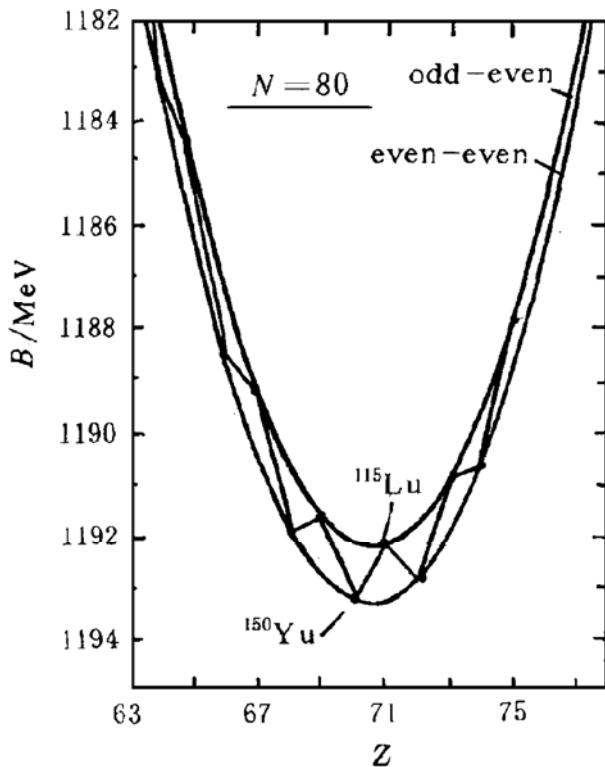


图 1 由 Moller 和 Nix 质量公式^[19]计算出的 $N=80$ 缺中子同中子素的结合能

忽略氢原子中电子的结合能, 根据质子衰变过程中的线性动量守恒, 质子衰变能按反比

于其质量分配到质子和余核, 这时质子衰变能可表示为

$$Q_p = E_p + E_{MZ}, \quad (5)$$

$$E_{MZ} = E_p m_p / M_Z, \quad (6)$$

$$E_p = Q_p M_Z / (M_Z + m_p), \quad (7)$$

E_p 为质子动能, E_{MZ} 为余核的反冲动能. 图 1 给出了 $N=80$ 同中子素(包括已知的质子衰变核¹⁵¹Lu)的结合能, 两条线分别为奇 A 核和偶偶核的结合能. 按公式(2), Q_p 可由相邻同中子素的结合能差得到. 图 1 中的结合能由 Moller 和 Nix 的质量表^[18]给出, 与¹⁵¹Lu 的实验 Q_p 值符合很好. 从图 1 可以看出, 第一个质子不稳核素为¹⁴⁹Tm. 实际上第一个 Q_p 足够高, 从而有可能测量的质子衰变分支比的核素为¹⁵¹Lu.

2.3 质子发射几率

从原理上讲, 可以直接将 α 衰变理论应用于质子衰变, 但由于只发射单一核子而不是四个核子的集团, 所以用该理论计算质

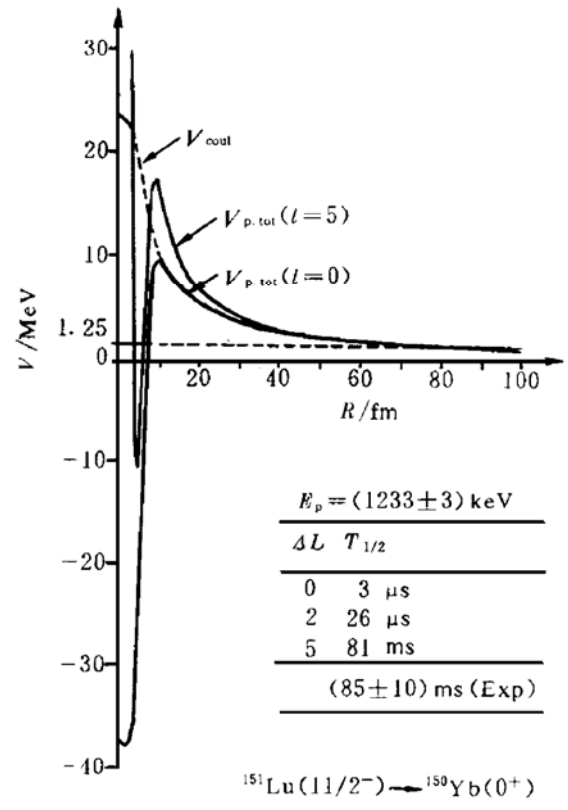


图 2 用于半经典 WKB 方法计算的质子衰变核¹⁵¹Lu 的势能以及由半经典 WKB 方法计算得到的¹⁵¹Lu 质子衰变分支半衰期

子衰变几率要相对简单些, 质子衰变几率的半经典 WKB 方法计算可参见文献[19]. 图 2 给出了用 WKB 计算的质子衰变核 ^{151}Lu 的势能以及计算得到的质子衰变分支半衰期 (Partial half-life). 从图 2 可以看出, 在质子衰变能大约 1 MeV 时, 位垒穿透距离为 80 fm. 质子衰变分支半衰期强烈地依赖于质子衰变能和轨道角动量, 而对势能则不灵敏, 势能参数在其不确定范围内变化所引起的质子衰变分支半衰期变化不超过两倍. 此外, 质子衰变遵守角动量守恒和宇称守恒.

3 实验技术

缺中子的质子衰变核一般由低能重离子熔合蒸发反应产生, 其产额低、半衰期短和质子衰变能较低, 需用高效快速分离装置和高效率的探测器系统进行分离和探测. 下面简单介绍几种用于质子衰变研究的实验装置.

3.1 在线同位素分离器及其探测器

德国 GSI 的在线同位素分离器已成功地用于 ^{147}Tm 质子衰变的研究工作[5]. 低能重离子熔合蒸发反应产物停止在在线同位素分离器热离子源中的钽收集片上, 热离子源是不由电子轰击加热的体积为 0.3 cm^3 的钨热腔. 靶子由厚度为 0.7 mg/cm^2 的钽箔支撑并由三个 $20\text{ }\mu\text{g/cm}^2$ 厚的碳箔热屏蔽. 选择合适的收集片材料对得到反应产物的高分离效率和短释放时间非常重要. 使用钽收集片, 对半衰期大于 0.4 s 的稀钽元素 (Er 和 Yb 等) 分离效率为百分之几. 经过质量分离的离子束注入到 $12\text{ }\mu\text{g/cm}^2$ 厚的碳箔中, 碳箔后放置半导体望远镜进行衰变粒子的测量, 望远镜由厚度为 $22.6\text{ }\mu\text{m}$ 的 (ΔE 探测器和厚度为 $700\text{ }\mu\text{m}$ 的 E 探测器组成, 望远镜所占立体角为 4π 的 18%. 在线同位素分离器中心质量位置有两套以上装置, 离子束通过电场偏转而交替注入到两套望远镜前面的碳箔上, 通过生长衰变曲线来确定测量核的半衰期.

3.2 反冲质量谱仪和位置灵敏探测器系统

反冲质量谱仪保持反应产物的初始动量

和电荷态不变, 将反应产物按 m/q 分布在其焦平面上, m 和 q 分别为反应产物的质量和电荷态, 所以具有快的分离时间 ($\sim 1\text{ }\mu\text{s}$), 其效率和元素性质无关. 最早用于质子衰变研究的反冲质量谱仪为德国 GSI 的 SHIP[4]. SHIP 两个方向的角度接收范围均为 $\pm 1.5^\circ$, 最大动量接收范围为 $\pm 5\%$, 分离时间随反应系统而改变, 其范围为 $0.5\text{ }\mu\text{s} \sim 2.0\text{ }\mu\text{s}$. 对 ^{58}Ni 束流计算的总效率对蒸发 xn 和 pxn 反应道大约为 20%, 对蒸发 αxn 反应道大约为 3.5%. 束流抑制因子 (束流强度和在谱仪焦平面上测量到的束流强度之比) 随反应系统而变化, 其范围为 $10^8 \sim 10^{16}$. 束流速度和蒸发余核速度相差越大束流抑制因子也就越大. 将经 SHIP 分离的蒸发余核注入到放置在其焦平面上的位置灵敏半导体探测器中. 可用注入离子的位置信息优化和控制反冲谱仪的磁场. 此外, 测量到的注入离子和衰变粒子的位置, 可以用于判断注入离子和衰变粒子之间以及相继的衰变粒子之间是否关联.

为了研究质子衰变和 α 衰变, 英国 Daresbury 实验室和美国 Argonne 实验室在其反冲质量谱仪上研制了位置分辨极好的双面硅条探测器[8]. 此探测器灵敏面积为 $16\text{ mm} \times 16\text{ mm}$, 厚度约为 $100\text{ }\mu\text{m}$, 每面有 48 条, 每条宽度为 $335\text{ }\mu\text{m}$, 间距为 $35\text{ }\mu\text{m}$. 此探测器两个方向的位置分辨 (取决于每条的宽度) 为 $335\text{ }\mu\text{m}$, 条间 $35\text{ }\mu\text{m}$ 的间距可减小由于质子衰变和 α 衰变而引起的多种事件. 探测器面积足够大使得在 $A=150$ 区可以同时接收三个质量数. 英国 Daresbury 和美国 Argonne 两实验室利用该装置成功地研究了多个质子衰变核.

3.3 快速收集探测系统

为了探测寿命更短核素的质子衰变, Gillitzer 等人[7]发展了一种新的实验装置 (图 3). 经过直径为 4 mm 的准直孔准直后的脉冲束流穿过大面积环形探测器照射靶子, 靶子和探测器之间屏蔽, 蒸发余核反冲出靶子停止在距靶子 6 cm 处厚度为 0.35 mg/cm^2 的收

集箔上,束流穿过收集箔中心直径为 10 mm 的孔停阻在距靶子 3 m 处的法拉第筒中. 蒸发余核在注入前能量被附加降能片降至 5 MeV 以下,这样减小了测量到的质子能谱由于在收集箔中的能损而引起的展宽. 大约 35% 的蒸发余核停止在收集箔上. 由后角的气体探测器系统在束流停止时间内测量质子

衰变,探测器系统由平行板雪崩计数器和加轴向电场的电离室组成,可由 Bragg 曲线谱学进行粒子分辨. 探测器系统所占立体角为 4π 的 7%. 因靶子和收集箔以及收集箔和探测器之间距离很近,所以此系统可以研究半衰期大于 10 ns 的核素. 质子衰变核 ^{109}I 和 ^{113}Cs 就是应用这一系统发现的.

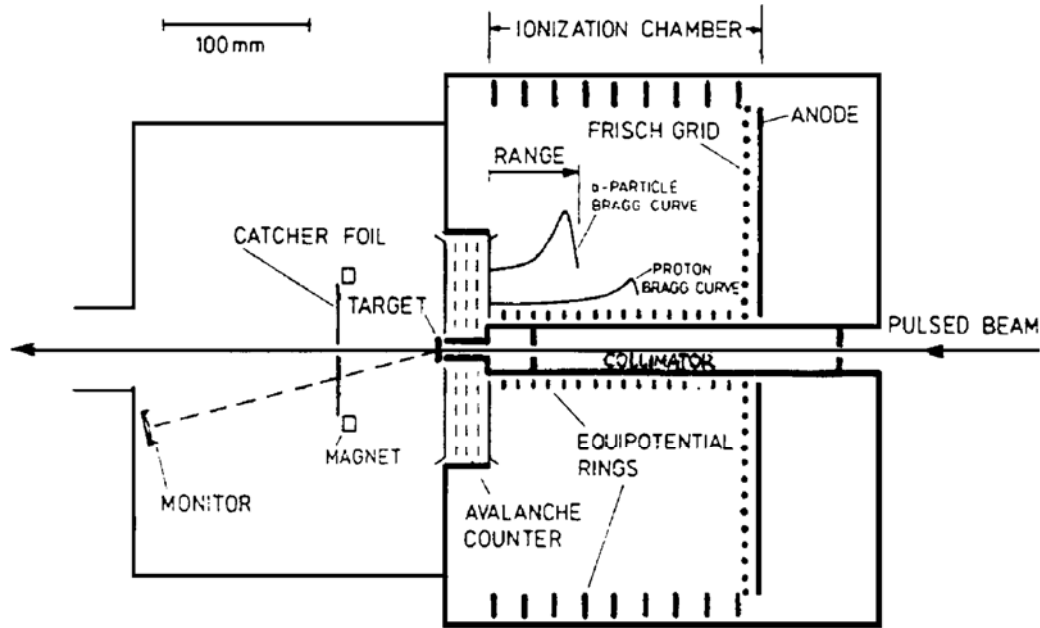


图 3 快速收集探测实验装置

此外,氦喷咀技术、反冲收集技术、充气分离器 and 碎片分离器等都用于了质子衰变核的探索实验^[19].

测量到的质子衰变能和各种质量模型的比较,从而检验质量模型在质子滴线附近的符合程度. 图 4 给出了现已发现的一些直接质

4 质子衰变的实验研究

表列出了截止 1997 年 10 月,实验上已观测到的直接质子衰变核的各种参量,如质子能量、半衰期、质子衰变分支比、质子衰变分支半衰期,以及由半经典 WKB 方法计算得到的质子衰变分支半衰期和质子的发射轨道. 对同一核素若存在几种实验数据,则表中所列数据为最新值. WKB 计算所用势能为 Becchetti 和 Greenlees 光学势^[20],通过对质子衰变分支半衰期的实验测量值和 WKB 计算值的比较,得到了质子发射轨道. 通过对缺中子核质子衰变半衰期及衰变能的测量可以研究以下物理内容:(1) 由测量到的质子衰变能可以精确确定出质子滴线的位置;(2) 通过对

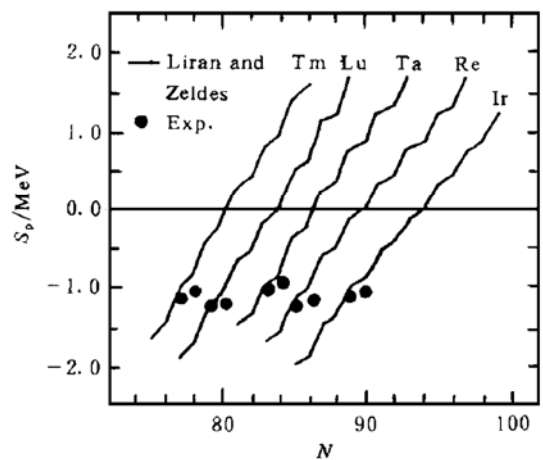


图 4 一些质子衰变核的质子分离能 ($S_p = -Q_p$) 的实验值以及 Liran 和 Zeldes 质量公式^[20]计算值

表 实验上已发现的质子衰变核

核素	E_p/keV	$T_{1/2,\text{exp}}$	$b_p(\%)$	$T_{1/2,\text{exp}}$	$T_{1/2,p,l,j}^{(a)}$	l, j	参考文献
$^{53\text{m}}\text{Co}$	1560	$247 \pm 12 \text{ ms}$	≈ 1.5	$\approx 17 \text{ s}$	60 ns	f19/2	3
^{105}Sb	478	$1.3 \pm 0.2 \text{ s}$	≈ 1	$130 \pm 20 \text{ s}$	22 s	d5/2	14
^{109}I	813	$100 \pm 5 \mu\text{s}$	~ 100	$100 \pm 5 \mu\text{s}$	$7.3 \mu\text{s}$	d5/2	11
^{112}Cs	807	$500 \pm 100 \mu\text{s}$	~ 100	$500 \pm 100 \mu\text{s}$	$64 \mu\text{s}$	d5/2	9
^{113}Cs	959	$17 \pm 2 \mu\text{s}$	~ 100	$17 \pm 2 \mu\text{s}$	$0.4 \mu\text{s}$	d5/2	9
$^{146\text{m}}\text{Tm}$	1119	$235 \pm 27 \text{ ms}$	≈ 55	$427 \pm 49 \text{ ms}$	374 ms	h11/2	10
^{146}Tm	1189	$72 \pm 23 \text{ ms}$	≈ 100	$72 \pm 23 \text{ ms}$	58 ms	h11/2	10
$^{147\text{m}}\text{Tm}$	1118	$360 \pm 40 \mu\text{s}$	≈ 100	$360 \pm 40 \mu\text{s}$	$150 \mu\text{s}$	d3/2	11
^{147}Tm	1051	$580 \pm 70 \text{ ms}$	21 ± 10	$2.8_{-1.2}^{+3.1} \text{ s}$	2.7 s	h11/2	11
^{150}Lu	1261	$35 \pm 10 \text{ ms}$	80 ± 20	$40_{-20}^{+30} \text{ ms}$	33 ms	h11/2	11
^{151}Lu	1233	$90 \pm 10 \text{ ms}$	70 ± 35	$130_{-50}^{+160} \text{ ms}$	62 ms	h11/2	11
$^{156\text{m}}\text{Ta}$	1103	$320 \pm 80 \text{ ms}$	≈ 3	$10.7 \pm 2.7 \text{ s}$	11 s	h11/2	13
^{156}Ta	1022	$165_{-55}^{+165} \text{ ms}$	≈ 100	$165_{-55}^{+165} \text{ ms}$	47 ms	d3/2	12
^{157}Ta	927	$10.1 \pm 4 \text{ ms}$	3.4 ± 1.2	$300 \pm 110 \text{ ms}$	167 ms	s1/2	15
^{160}Re	1261	$790 \pm 160 \mu\text{s}$	91 ± 10	$870 \pm 200 \mu\text{s}$	$240 \mu\text{s}$	d3/2	12
$^{161\text{m}}\text{Re}$	1315	$16 \pm 1 \text{ ms}$	4.8 ± 0.6	$325 \pm 44 \text{ ms}$	107 ms	h11/2	15
^{161}Re	1192	$370 \pm 40 \mu\text{s}$	100 ± 7	$370 \pm 40 \mu\text{s}$	$142 \mu\text{s}$	s1/2	15
$^{165\text{m}}\text{Ir}$	1707	$300 \pm 60 \mu\text{s}$	87 ± 4	$350 \pm 70 \mu\text{s}$	$123 \mu\text{s}$	h11/2	16
$^{166\text{m}}\text{Ir}$	1316	$15.1 \pm 0.9 \text{ ms}$	1.8 ± 0.6	$860 \pm 290 \text{ ms}$	341 ms	h11/2	16
^{166}Ir	1145	$10.5 \pm 2.2 \text{ ms}$	6.9 ± 2.9	$152 \pm 71 \text{ ms}$	18.2 ms	d3/2	16
$^{167\text{m}}\text{Ir}$	1238	$30.0 \pm 0.6 \text{ ms}$	0.4 ± 0.1	$7.5 \pm 1.9 \text{ s}$	2.47 s	h11/2	16
^{167}Ir	1064	$35.2 \pm 2 \text{ ms}$	32 ± 4	$110 \pm 15 \text{ ms}$	28.4 ms	s1/2	16
$^{171\text{m}}\text{Au}$	1692	$1.02 \pm 0.1 \text{ ms}$	46 ± 4	$2.22 \pm 0.29 \text{ ms}$	$415 \mu\text{s}$	h11/2	16
$^{185\text{m}}\text{Bi}$	1585	$44 \pm 16 \mu\text{s}$	≈ 86	$51 \pm 19 \mu\text{s}$	$2.2 \mu\text{s}$	s1/2	17

a $T_{1/2,p,l,j}$ 是半经典 WKB 方法^[18]计算的质子衰变分支半衰期, l 和 j 采用第 7 列的值, 所采用势能为 Bechetti 和 Greenlees 光学势^[20]

子衰变核的质子分离能($S_p = -Q_p$)与 Liran 和 Zeldes^[21]质量公式的比较. 从图 4 可以看出, Liran 和 Zeldes 质量公式很好地给出了质子衰变能的趋势, 但也有系统性的偏差, 给出的质子衰变能大约偏小 200 keV; (3) 若缺中子核通过发射质子和 α 衰变到已知质量核素, 则由测量到的质子衰变能和 α 衰变能得到质子滴线附近核的质量. (4) 经对测量

到的质子衰变能和质子衰变分支半衰期与理论计算进行比较, 可以确定质子的发射轨道, 从而确定质子衰变核的自旋. 例如图 2 中给出了 ^{151}Lu 假设不同的质子发射轨道由半经典 WKB 方法计算出的质子衰变分支半衰期和相应的实验测量结果. 通过理论和实验的比较得到的 ^{151}Lu 基态自旋为 11/2.

质子衰变是研究质子滴线附近核结构的

一个重要工具,到目前为止已从实验上发现了 24 个基态及同质异能态质子衰变核. 此外, Kryger 等人 1995 年首次从实验上观测了 ^{12}O 的基态双质子衰变^[22], 质子衰变和双质子衰变在今后一段时间内仍将是一个热门的研究课题.

参 考 文 献

- 1 Karnaukhov V A, Ter-Akopyan G M. On Proton Decay of Nuclei with $Z > 50$. Phys Lett, 1964, 12: 339~343
- 2 Jackson K P, Cardinal C U, Evans H C et al. ^{53}mCo , A Proton-unstable Isomer. Phys Lett, 1970, B33: 281~283
- 3 Cerny J, Esterl J E, Gough R A et al. Confirmed Proton Radioactivity of ^{53}mCo . Phys Lett, 1970, B33: 284~286
- 4 Hofmann S, Reisdorf W, Munzenberg G et al. Proton Radioactivity of ^{151}Lu . Z Phys, 1982, A305: 111~123
- 5 Klepper O, Batsch T, Hofmann S et al. Direct and Beta-delayed Proton Decay of Very Neutron-deficient Rare-earth Isotopes Produced in Reaction $^{58}\text{Ni} + ^{92}\text{Mo}$. Z Phys, 1982, A305: 125~130
- 6 Faestermann T, Gillitzer A, Hartel K et al. Evidence for Proton Radioactivity of ^{113}Cs and ^{109}I . Phys Lett, 1984, B137: 23~26
- 7 Gillitzer A, Faestermann T, Hartel K et al. Ground-state Proton Radioactivity of Nuclei in the Tin Region. Z Phys, 1987, A326: 107~119
- 8 Sellin P J, Woods P J, Branford D et al. A Double-side Silicon Detector System for Proton Radioactivity Studies. Nucl Instr and Meth, 1992, A311: 217~223
- 9 Page R D, Woods P J, Cunningham R A et al. Decay of Odd-odd $N-Z=2$ Nuclei above ^{100}Sn , the Observation of Proton Radioactivity from ^{112}Cs . Phys Rev Lett, 1994, 72: 1798~1801
- 10 Livingston K, Woods P J, Davinson T et al. Proton Radioactivity from ^{146}Tm , the Completion of a Sequence of Four Odd-odd Proton Emitters. Phys Lett, 1993, B312: 46~48
- 11 Sellin P J, Woods P J, Davinson T et al. Proton Spectroscopy beyond the Drip Line Near $A=150$. Phys Rev, 1993, C47: 1933~1942
- 12 Page R D, Woods P J, Cunningham R A et al. Discovery of New Proton Emitters ^{160}Re and ^{156}Ta . Phys Rev Lett, 1992, 68: 1287~1290
- 13 Livingston K, Woods P J, Davinson T et al. Isomeric Proton Emission from the Drip-line Nucleus ^{156}Ta . Phys Rev, 1993, C48: R2151~2153
- 14 Tighe R J, Moltz D M, Batchelder J C et al. Evidence for the Ground-state Proton Decay of ^{105}Sb . Phys Rev, 1994, C49: R2871~2874
- 15 Irvine R J, Davids C N, Woods P J et al. Proton Emission from Drip-line Nuclei ^{157}Ta and ^{161}Re . Phys Rev, 1997, C55: R1621~1624
- 16 Davids C N, Woods P J, Batchelder J C et al. New Proton Radioactivities $^{165,166,167}\text{Ir}$ and ^{171}Au . Phys Rev, 1997, C55: 2255~2266
- 17 Davids C N, Woods P J, Penttila H T et al. Proton Decay of an Intruder State in ^{185}Bi . Phys Rev Lett, 1997, 76: 592~595
- 18 Moller P, Nix J R. Atomic Masses and Nuclear Ground-state Deformation Calculated with a New Macroscopic-microscopic Model. Atomic Data and Nucl Data Tables, 1981, 26: 165~196
- 19 Hofmann S. Proton Radioactivity. Handbook of Nuclear Decay Modes, CRC Press, Boca Raton, Florida, 1993
- 20 Becchetti F D, Greenlees G W. Nucleon-nucleus Optical-model Parameters, $A > 40$, $E < 50$. Phys Rev, 1969, 182: 1190~1210
- 21 Liran S, Zeldes N. A Semiempirical Shell-model Formula. Atomic Data and Nucl Data Tables, 1976, 17: 431~441
- 22 Kryger R A, Azhari A, Hellstrom M et al. Two-proton Emission from the Ground State of ^{12}O . Phys Rev Lett, 1995, 74: 860~863

Study on Proton Radioactivity

YANG Yongfeng

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

Abstract The principle of proton radioactivity is introduced. The present status of experimental studies on proton radioactivity is reviewed.

Key Words proton decay decay energy half-life