

重离子放射性的发现

颜家骏

(中国科学院近代物理研究所)

摘要:重离子物理实验技术和重离子加速器研制的迅速进展,使放射性现象的研究出现了新的突破,发现了重离子放射性。本文首先对重离子放射性的发展进行了简短的回顾,然后依次讨论了业已发现的重离子衰变方式、实验方法和有关的理论研究。

一、简短的回顾

1896年贝克勒尔发现了放射性现象的存在,开创了人类研究放射性的历史,也拉开了核物理学的序幕。在核物理学发展史上,核衰变研究一直占有重要地位。核衰变时核态间进行跃迁,能够提供核结构和能级的有关信息。不同的衰变方式涉及到不同的力学机制,能够提供核力信息。在线同位素分离器的问世,使放射性研究出现了一次热潮,重要标志是Azuma 1979年9月在CERN首次发现 β 缓发双中子发射^[1]。后来相继发现了几种轻离子衰变的新方式。

由于重离子物理实验技术和重离子加速器研制的迅速进展,特别是在线同位素分离器、数据获取技术和粒子鉴别技术的日趋完善,放射性研究在近几年出现了又一次热潮,重要标志是重离子放射性的发现。最近发现的放射性衰变方式,涉及到在一些很重核和两个分离碎片间形变能位垒的量子力学的隧道贯穿,其碎片质量和小于母核质量。实际上 $Z > 40$ 的许多核,对于重离子发射来说都是亚稳定的。但是只有在位垒高度和 Q 值的差额不太大的一些特别有利的情况下,才能有可以探测到的衰变几率。在现有观测数据的绝大多数情况下都观测到对 Q 的强相关性,这表明强的壳效应和对效应。两个碎片中的较重者紧靠双幻数核 ^{208}Pb ,而轻碎片的 Z 为偶数。

Rose等1984年发现, ^{223}Ra 的衰变发射 3^0 MeV的 ^{14}C 离子,其它几个小组很快加以确认^{[3][4]}。随后又相继发现了 ^{222}Ra 、 ^{224}Ra 和 ^{226}Ra 的 ^{14}C 衰变, ^{230}Th 、 ^{231}Pa 、 ^{232}U 、 ^{233}U 和 ^{234}U 的Ne衰变以及 ^{234}U 的Mg衰变。我们着重指出Price在1987年的最新重要发现^[5],他们首次在同一母核 ^{234}U 探测到Mg放射性和两个不同的重离子放射性(Ne和Mg)。在分支比 $B(x/\alpha) < 10^{-15}$ 时研究Mg和Si的丰中子同位素的发射,已经成了最新的时髦课题。这时的 B 要比Rose等最初遇到的低六个数量级,由此可见当今实验的精细程度了。迄今为止唯一能够在上述情况下抑制 α 粒子的方法大概使用固体核径迹探测器,该探测器能够在开始探寻粒子时具有最佳灵敏度。Balysh等用10克 ^{238}U 尝试探测 ^{24}Na 的 γ 射线发射和 ^{24}Ne 的 β 衰变,只是成功地测量条件为上限 $B \approx 10^{-12}$,该值略高于用塑料径迹探测器Tretyakova等人的测出值。

关于重离子放射性的理论模型,几年来流行着两类。Y. J. Shi^[6]、D. N. Poenaru^[7]分别于1985年和1986年提出统一模型。该类模型把重粒子放射性和自发裂变看作下述过程,即母核自发变形通过液滴模型加壳修正的形状位垒。他们两个提出的模型都能预期重离子放射性的发现。另一类模型是S. G. Kadenskii于1985年和R. Blendowske于1987年提出的,称为结团模型^[8]。该类模型把重离子看作在母核内部形成核子结团并且以特征频率冲击位垒的现象都有某种儿

率。在预期比Ne重的离子发射的寿命方面，两个模型的预期值差别较大。在这两个结团模型中，预形成几率随结团尺寸的增加而迅速减小；这就是说象Mg和Si这类很重离子发射的寿命，预期数量级比统一模型为长，此时的重离子发射只不过是超非对称裂变模型。

二、重离子衰变方式

1. ^{14}C 衰变方式

Rose等^[2]使用半导体探测器望远镜，鉴别了 ^{227}Th 源子核 ^{223}Ra 发射的 ^{14}C 。Hourani等^[6]用磁谱仪浓集来自 ^{226}Ra 源的 ^{14}C 离子，然后用半导体探测器望远镜进行鉴别。Price等^{[4][10]}用CERN的ISOLDE在线同位素分离器产生60KeV的 ^{221}Fr 、 ^{221}Ra 、 ^{222}Ra 、 ^{223}Ra 、 ^{224}Ra 、 ^{225}Fr 和 ^{226}Ra 束流。最后两种的半寿命分别为3.9天和14.6天，经 β 衰变和收集器制成 ^{225}Ac 源。他们探测了 ^{222}Ra 、 ^{223}Ra 、 ^{224}Ra 和 ^{226}Ra 的 ^{14}C 发射，并且得到了其它核的 ^{14}C 发射的分支比的精确上限。他们的结果不但证实了Hourani等人的结果，而且还改善了统计性。对于Ra邻近的其它一些核来说，预期也有 ^{14}C 或 ^{12}C 发射但是分支比很小，至今还没有进行实验测量的尝试。

2. Ne衰变方式

ISOLDE还不能得到任何常用量的放射Ne衰变的核素。Price小组和Dubna小组都得到了从 ^{230}Th 到 ^{241}Am 的各种长寿命核^{[10][11]}。在一些情况下Price用聚酯膜或荧光物质玻璃板紧靠源；而在另外一些情况下为了展开 α 粒子辐射损伤到更大的面积上，他们把源放在半球壳线上，距探测器的径向距离为5cm或更大，整个装置都在一个大真空室内。

迄今为止，已经进行了一系列实验测量了近二十种核的 $B(\text{Ne}/\alpha)$ 值，均得到肯定的结果，其 B 值从 ^{231}Pa 的 6×10^{-12} 到 ^{230}Th 和 ^{234}U 的约为 6×10^{-13} 。Price等用 ^{232}Th 厚板紧靠辐照Cronar板达10月之久，然后进行测

量。他们没能测到Ne发射，这表明上限为 $B < 5 \times 10^{-11}$ 。

3. Mg衰变方式

理论预言大量的铀和超铀的同位素都能发射Mg离子，其预期分支比值也随所依据的理论模型的不同而在数量级上都不同。理论还预言，一些核例如象 ^{234}U 能够发射Ne和Mg的同位素。Price等人在Berkeley和K. Moody等在Livermore合作，成功地研究了来自 ^{234}U 的Mg发射。只要实验用的放射源中含有很低水平的 ^{232}U 杂质，就会使测量变得十分困难。Price所用的源中按活性估计含5%的 ^{232}U ，实验表明这是可以接受的杂质含量水平。他们在Berkeley Superhilac上进行的实验表明，PSK-50荧光物质玻璃(Schott)在Ne和Mg区间电荷分辨很好，明显优于塑料探测器的分辨。他们对来自 ^{234}U 的发射离子作为裂变碎片、Ne离子和Mg离子进行了鉴别。如图1所示，他们对 ^{28}Si 、 ^{24}Mg 和 ^{20}Ne 离子进行了数据标绘。实验用的 ^{234}U 源总质量是135毫克，数据收集时间约100天。他们还对 ^{234}U 源发射的裂变碎片、

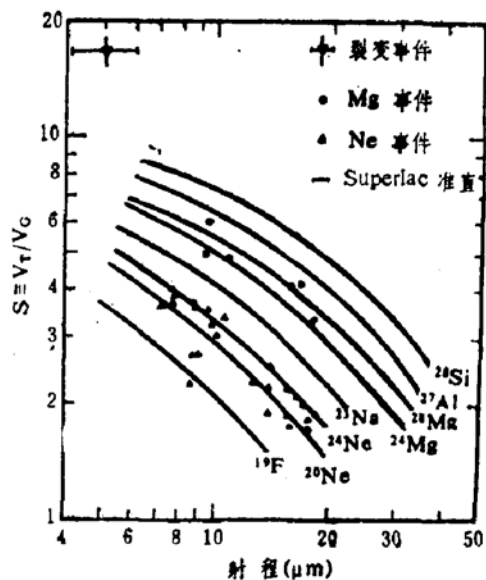


图1. 由 ^{234}U 作为裂变碎片射出的Ne离子和Mg离子的鉴别。曲线是在Berkeley Superhilac上对 ^{28}Si 、 ^{24}Mg 和 ^{20}Ne 离子得到的校正结果。

Ne离子和Mg离子进行了射程分布测量。他们绘出了用几个预期的衰变方式所得到的预

期值, 在计入 ^{234}U 源中的自吸收之后, 观测到的数据与预期值符合甚好。他们所用方法的分辨并不是特别适合于这些同位素的鉴别。为了得到分支比的定量数值, 他们还测定了作为入射角函数的探测效率。这可以用在Superhilac上进行校准和对自发发射离子的角分布观测来实现。他们探测到590次裂变、14次Ne衰变和3次Mg衰变。必须指出, 由于对这三种离子的探测效率不同, 另外在研究这三种离子时无法扫描相同的面积, 这两个原因使所要观测的分支比就不能精确地正比于发生的事件数。根据有关 ^{232}U 衰变的以前论文, Price算出所观测到的事件的贡献归因于 ^{232}U 的是小于2次裂变、约2次Ne离子和小于0.1次Mg离子。他们观测了部分半寿命比, 测量结果是 $\tau_{\text{Mg}}/\tau_{\text{Ne}}=3.1\pm 2$ 。Poenaru等^[7]1985年统一模型的理论预期值是0.09; 1986年依据更新的修正理论预期值是0.8, 在这里引入了新的修正参数以便拟合1986年前得到的观测数据。

4. Si衰变方式

Price等^[5]在探测到Mg衰变之后, 把测试条件进一步改进, 终于测到了Si衰变方式, 并且预言还能测到比Si更重的重离子发射方式。他们在探测Si衰变中, 使用了许多LG-760荧光玻璃探测器探测径迹。探测器在环绕 ^{241}Am 强源的半球形室中在中等真空度下承受6个月的辐照。这些探测器能够很好地鉴别Mg、Si和裂变碎片。Poenaru等的模型预期值是 $B\approx 5\times 10^{-16}$, Price等的实验观测值却低至 $B\approx 5\times 10^{-16}$ 。实验证明, ^{241}Am 是适合观测的情况。Price曾尝试探索 ^{240}Pa 中的Si衰变, 但是没有得到什么结果。因为在这种情况下, 自发裂变相当于一个严重的本底, 致使实验测量变得非常困难。

5. 奇偶效应

必须指出, 把上述有关重离子放射性的现有数据进行整理分析, 就会看出存在所谓的奇偶效应。把方形势垒加库仑势的Gamow穿透因子作为横坐标, $\text{Log}_{10}\tau_{1/2}(\text{S})$ 作为

纵坐标, 对已有数据进行了标绘。通过发射某具体离子的奇A核的衰变几率, 较之通过偶-偶核衰变的同一类型的衰变几率约小100倍。对于 α 衰变来说情况当然特殊, 奇偶效应仅为5到10倍。

三、实验方法

对于放射性的测试方法而言, 经几十年的努力早已得心应手。关于重离子放射性的测试特点, 前面已有论述。下面我们着重介绍重离子的离子鉴别。

1. 固体核径迹探测器

R. L. Fleischer等早在1975年就提出一种通过测量蚀刻径迹的尺寸进行粒子鉴别的方法。在这个方法中, 根据蚀刻径迹就能够测定重致电离粒子的电荷和射程。当然前提条件是 α 粒子本底要低于某个极限密度, 否则辐射损伤引起的蚀刻速率增加导致灵敏度降低。时至今日, 在重离子放射性研究中, 已使用过三种类型的径迹探测器。第一类是象Rodyne或Lexan这样的聚碳酸酯薄膜, 在感兴趣的能量 $\sim 2\text{MeV/N}$ 时可以记录直到 $Z\approx 5$ 的离子, 并且允许的 α 粒子起伏能够高达 $\sim 3\times 10^{10}/\text{cm}^2$ 。第二类是象Cronar这样的聚酯薄膜, 可记录的离子直到 $Z\approx 8$ 并且可允许的 α 粒子起伏高达 $\sim 10^{12}/\text{cm}^2$ 。第三类是荧光物质玻璃, 这是Price等^[6]1987年提出的, 其电荷阈为 $Z\approx 8$ 到10并且允许 α 粒子起伏 $\sim 10^{14}/\text{cm}^2$ 。研究 ^{14}C 衰变时, 最佳方法是使用聚碳酸酯薄膜。研究Ne衰变时, 通常使用聚酯薄膜或荧光物质玻璃。研究Mg衰变时, 一般只用荧光物质玻璃。目前的一种时髦看法是, 尽管荧光物质玻璃比聚酯薄膜更加昂贵, 在使用时仍然更为可取。这是因为它有许多重要优点。它对 α 粒子辐射损伤的灵敏度非常低; 在 $10\leq Z\leq 14$ 区间, 它的电荷分辨比聚酯膜的好得多, 并且在自动扫描工作方式时, 它的信号噪声比足够高。权威人士一般认为, 它是目前无法取代的固体核

径迹探测器类型。

2. 粒子鉴别原理

下面我们讨论射程为 R 的重离子垂直入射时的鉴别。在某个短蚀刻时间后，粒子入射到 L 深度但还没到射程终点，如果射程 R 已知，由 L 可以测定电荷 Z 。在某个长蚀刻时间后，由粒子在探测器入射处的蚀刻直径 D_1 和当时入射深度 L 处蚀刻直径 D_2 ，就可以测定电荷和射程。

当垂直入射离子的射程 R 不足以穿透探测器的单片时，它就在探测器中留下了蚀刻径迹。为了鉴别重离子，就要建立起两个量 S 和 R 间的关系式，以便测定该离子的电荷 Z 和能量 E 。我们定义 $S = V_T / V_G = 1 / \sin\varphi$ ，式中 V_T 是沿粒子径迹的蚀刻速率， V_G 是通常的蚀刻速率， φ 是圆锥蚀刻点的半角。对于给定的探测器和蚀刻试剂而言，用加速器进行标准的方法能够建立起 S 和 cE/dx 的关系式。Price举出了关于Mg衰变的一个最新测试范例。我们上面已经叙述了在射程末端蚀刻径迹的情况。 D_1 、 D_2 和 R_2 提供了一对 S 和

R 的测量，据此可以相当精确地测定 Z 和 E 。 S_1 的平均值由口形直径 D_1 和下述几何关系式得到 $S_1 \cos\theta = (1+r^2)/(1-r^2)$ 。式中 θ 是径迹天顶角， $G = V_G t$ 是在蚀刻时间 t 期间内移开的物质总量，而 $r = D_1 / 2G$ 。正如Fleischer所指出的那样，至少分析表明 D_1 值由速率 V_T 时蚀刻行程确定，距离 h 由下式给出： $h = GS_1 / (1 + S_1 \cos\theta)$ 。如果 S 用平均值表达，射程 R_1 的平均值可由下式给出 $R_1 = R - h/2$ 。如果探测器的灵敏度选作 $S \leq 6$ ，这相当于蚀刻点半圆锥角 $< 10^\circ$ ，那末这种粒子鉴别方法是最好的。蚀刻径迹的球形顶点的直径的测量，给出的粒子鉴别的灵敏度，与粒子种类无关。当 S 较长时，较早的蚀刻将达到顶点，而较晚的发生在直径处。蚀刻一达到顶点，它的直径就以 V_G 速率增长。在平均射程 $R_2 = R/2$ 时平均速率 S_2 由下式给出 $S_2 = R / (G - D_2/2)$ 。我们看到， S_2 (D_2) 和 R_2 这对量是用于粒子鉴别的另一种方式，它们与 S_1 和 R_1 是相互无关的。关于重离子放射性研究中粒子鉴别方法和所用探测器的问题，Price等在1985年、S. W. Barwick在1986年和Wang Shicheng等在1987年都有精采的论述^{[4][10]}，在此就不再赘述了。

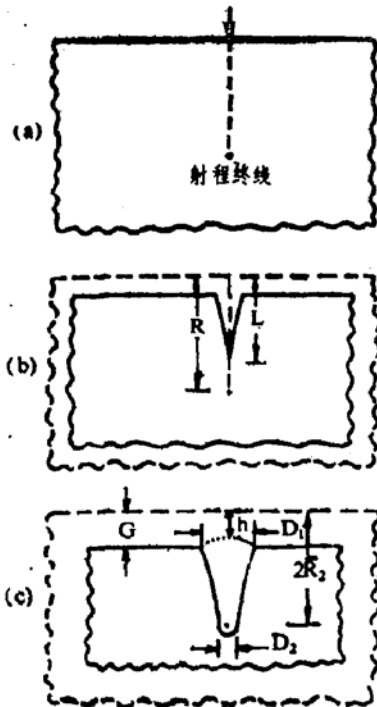


图2. 垂直入射的射程为 R 的重离子的鉴别。

在某较短的蚀刻时间后，(b) 如果已知射程，由长度 L 可测定电荷 Z 。在某较长的蚀刻时间后，(c) 直径 D_1 、 D_2 和深度给出电荷和射程。

四、理论研究

D. N. Poenaru等^{[12][17]}在1980年首先评述和指出，有四种方法能够预期原子核通过重离子自发发射进行的核衰变方式。他们把理解这类新衰变方式的主要理论，建立在预形成结团的发射或非对称裂变过程的基础假定上。他们计算了元素Ra、Th、Pu、Cm、Cf、Fm和No的16种偶偶同位素的穿透几率谱，从中鉴别出8种偶偶重离子 ^{14}C 、 ^{24}Ne 、 ^{28}Mg 、 $^{32,34}\text{Si}$ 、 ^{48}Ar 和 $^{48,50}\text{Ca}$ 是从这些母核射出的最可几的结团。J. A. Maruhn等曾用碎裂理论计算出裂变碎片分布，并预期出由 ^{48}Ca 发射造成的一个新峰。Poenaru和A. Sandulescu等提出许多超非对称裂变模型，用

于研究各种质量非对称性和电荷非对称性的二元系统，研究出如何计算出可实验测量的量和半衰期。他们把理论用于描述 α 衰变过程和新的衰变方式。

Shi和Swiatecki于1985年提出的超非对称裂变模型^[6]，如前所述该理论基于核接近相互作用和库仑势。他们算出了相对于 α 衰变的分支比，并且成功地解释了于1984年实验发现的 ^{14}C 和 ^{24}Ne 这两种重离子放射性。

Poenaru等^[7]于1986年总结了到那时为止所发表的实验数据。他们指出，实验中测定的相对于 α 衰变的分支比和部分半寿命的绝对数值，与ASAFM（分析超非对称裂变模型）的理论计算值比较符合，符合程度约在1.5个数量级的范围内。他们发现计算的半寿命与核势和核形状的各种参数密切相关，由此看来是很有希望的。另外，他们还估计了最可几重离子衰变的性质，这些重离子包括一些稳定的核。上述理论探索在选择未来研究的对象和方法方面都是非常有用的。对 $Z=47\sim 106$ 和半寿命 $> 1\mu\text{s}$ 的核，他们列出了重离子自发发射的最可几衰变。他们用ASAFM估算了部分半寿命、相对于 α 衰变的分支比、动能和 Q 值。他们提出了这些

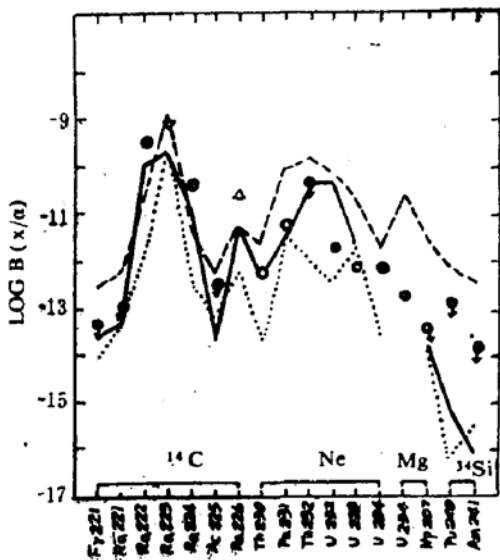


图3. 重离子发射时分支比的模型

预期值和实验测量值的比较：

—Shi和Swiatecki模型，---Poenaru等模型，...Pik-Pichak模型；•Berkeley的数据，○Dubna的数据，△Orsay的数据，▽Rose和Jones的数据。

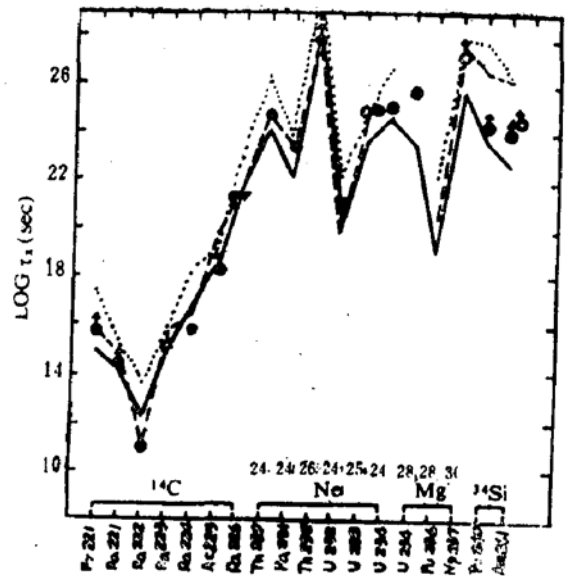


图4. 重离子发射时寿命的模型预期值和实验测量值的比较：---Shi和Swiatecki模型，—Poenaru等模型，...Pik-Pichak模型；•伯克利加利福尼亚大学的数据，○Dubna的数据，▽Orsay的数据，△Rose和Jones的数据。

α 衰变寿命的半经验公式，尽管其可靠程度还有待于实验研究的验证。他们发现，一些 $Z>40$ 的所谓“稳定的”核，实际上对于一些新的重离子衰变方式是亚稳定的。

如果把1987年上半年前发表的重离子发射的实验数据加以汇总分析，就可以看出不同理论模型的适用程度和相对优劣。图3和图4分别给出了重离子发射时分支比和寿命的模型预期值和实验观测值的比较。所用模型为Shi和Swiatecki模型及Poenaru模型等，所用实验数据为伯克利加利福尼亚大学、Dubna、Orsay和Rose等的实验数据。

迄今为止，人们已经在近二十种核中，发现了重离子放射性。在表中我们给出了这些核在重离子衰变时的分支比的实验值和理论预期值。

把现已使用的模型进行比较不难发现，只有Poenaru提出的模型对于所有重要的母核和衰变产物都给出分支比的预期数值表，这给实验检测比较提供了极大方便^[7]。可以看出，具有理论算出的预形成几率的结团模型和核统一模型相比，前者所预期的发射象

表。一些核的重离子衰变分支比的理论值与实验值的比较

衰变	Q (MeV)	E _α (MeV)	-Log B 文献 7	-Log B 文献 6	-Log B 实验值	Log(α'/α) (8)
$^{201}\text{Fr} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{207}\text{Tl}$	31.86	29.78	12.6	11.1	>13.5(8)	>18.77
$^{221}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{207}\text{Pb}$	32.39	30.04	11.9	11.1	>12.9(8)	>16.88
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	33.05	30.97	11.0	8.8	9.43±0.06(4)	1102±0.06
$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{210}\text{Pb}$	31.05	29.85	8.7	8.2	9.21±0.05(1-5)	15.21±0.05
$^{228}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{214}\text{Pb}$	30.54	28.63	11.9	10.2	10.37±0.12(4)	15.91±0.12
$^{229}\text{Ac} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{211}\text{Bi}$	30.97	28.57	12.2	11.8	>12.4(8)	>18.34
$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{212}\text{Pb}$	28.21	26.46	11.7	10.5	10.6±0.2(6.8)	21.33±0.2
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{206}\text{Hg}$	57.79	51.75	12.5	13.0	12.25±0.07(12)	24.64±0.07
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{206}\text{Hg}$	62.36	55.37	10.8	10.4	>10.3(21)	>27.94
$^{231}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{207}\text{Tl}$	60.42	54.14	10.0	11.0	11.22(11)	23.23
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{214}\text{Pb}$	62.31	55.86	10.9	10.3	11.7±0.1(7)	21.06±0.1
$^{235}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{211}\text{Pb}$	60.50	54.27	10.3	10.4	12.12±0.15(10)	24.02±0.15
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{210}\text{Pb}$	58.04	52.81	11.9	12.18±0.12(9)		25.07±0.12
$^{204}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Ne} + ^{204}\text{Hg}$	74.12	65.26	10.6		12.66±0.25(9)	25.55±0.25
$^{207}\text{Np} \rightarrow ^{28}\text{Ne} + ^{207}\text{Tl}$	70.02	61.16	11.6	13.5	>13.4(12)	>27.27
$^{249}\text{Pu} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{215}\text{U}$	90.95	78.07	13.3	13.6	>12.88(21)	>24.25
$^{244}\text{Am} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{210}\text{Ti}$	93.04	80.60	12.4	14.3	7.19±0.21(21) >14.3(12)	>28.99(21) >24.4(12)

Si离子的分支比大大小于后者的预期值。迄今为止对结团模型还没有进行过详细计算，当然也就对两者没有可能进行认真的定量鉴别，然而人们又确实看出，根据重离子放射性的有关数据，的确有可能确定位垒内部核势的形状。

目前的形势是重离子放射性的发现已经引起核科学界的普遍关注，重离子衰变的研究正在成为重离子物理学的前沿之一。理论家忙于把他们的模型日趋完善和适用，实验家急于把他们的研究不断拓广和深入。一个令人耳目一新的领域已经展现在核科学家们的面前。

参考文献

1. Azuma et al., Phys. Rev. Lett., 43 (1979) 1652
2. H. J. Rose et al., Nature, 307 (1984) 245

3. S. Gales et al., Phys. Rev. Lett., 53 (1984) 759
4. P. B. Price et al., Phys. Rev. Lett., 54 (1985) 297
5. P. B. Price et al., Nature, 325 (1987) 137
6. Y. J. Shi and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A438 (1985) 450
7. D. N. Poenaru et al., At. Data Nucl. Data Tables, 34 (1986) 423
8. R. Blendowske et al., Nucl. Phys., A464 (1987) 75
9. E. Hourani et al., Phys. Lett., 160B (1985) 375
10. S. W. Barwick et al., Phys. Rev., C34 (1986) 362
11. S. W. Barwick et al., Phys. Rev., C31 (1985) 1984
12. D. N. Poenaru et al., Phys. Rev., C32 (1985) 572

(上接15页)

Nuclear Collisions in the Fermi Energy Domain, Caen, France, May 12—16, 1986. PC4—263

[3]. M. Mostefaï et al., Proceedings of International Conference on Heavy Ion Nuclear Collisions in the Fermi Energy Domain, Caen, France, May 12—16,

1986. PC4—361

[4]. X. Campi, Proceedings of International Conference on Heavy Ion Nuclear Collisions in the Fermi Energy Domain, Caen, France, May 12—16, 1986. P. C4—419

[5]. Y. Chan et al., LBL—23381. May 1987