

原子核物理学

(二)

湖南大学 张庆营

1981.7.21.

中国物理学会讲习班

一九八一年八月

原子核物理学(二) 目录

第三章 原子核蜕变	2
一、放射性蜕变及其一般规律	2
二、 α 衰变	12
三、 β 衰变	18
四、 γ 跃迁	31
五、射线和物质的相互作用	42
六、射线的探测方法和放射性的实际应用	51
第四章 原子核结构	58
一、液滴模型和原子核质量的半径经验公式	59
二、费米气体模型	63
三、壳层模型的建立	66
四、壳层模型和实验的比较	74
五、原子核的形变和集体模型	82
六、相互作用玻色子模型	92

原子核物理学(二) 目录

第三章 原子核蜕变	2
一、放射性蜕变及其一般规律	2
二、 α 衰变	12
三、 β 衰变	18
四、 γ 跃迁	31
五、射线和物质的相互作用	42
六、射线的探测方法和放射性的实际应用	51
第四章 原子核结构	58
一、液滴模型和原子核质量的半径经验公式	59
二、费米气体模型	63
三、壳层模型的建立	66
四、壳层模型和实验的比较	74
五、原子核的形变和集体模型	82
六、相互作用玻色子模型	92

第三章

原子核蜕变

1896年柏克勒尔发现铀的放射性以后，居里夫人等又陆续发现钍、钋等天然放射性元素。1934年，约里奥·居里和伊伦·居里又发现人造放射性元素。到现在为止，已发现的核素有两千多种，其中一千多种是人造放射性核素；约330种是自然界中的核素，其中约有25种是寿命较长（和地球年龄相比，即约10⁹年或更长）的天然放射性核素；约有35种重核素是这些天然放射性核素的衰变产物，寿命很短。自然界中存在的稳定核素只有二百六十余种。

本章介绍放射性原子核的蜕变及其规律。

一、放射性蜕变及其一般规律

1. 放射性蜕变的一般规律

放射性元素蜕变时，放出 α 射线， β 射线或 γ 射线三种不同的射线，也有极少数放出中子的。

α 衰变放出的 α 射线就是氦核。母核放出 α 射线后，就变为质量数减少4、原子序数减少2的子核。

β 衰变放出的 β 射线是负电子或正电子。母核放出负电子（或正电子）后，变为质量数相同、原子序数增加（或减少）1的子核。 β 衰变过程中还同时放出中微子。

γ 射线是能量比 α 射线更大的光子，原子核放出 γ 射线后，质量数和原子序数都不改变，只改变原子核内部的能量状态。 γ 射线一般是伴随着 α 衰变或 β 衰变而放出的。

我们不能断定一个原子核在什么时候放出射线而蜕变，但是大量放射性原子核是遵循统计规律的。设在某一时刻 t 有 N 个没有蜕变的放射性原子核，在时间间隔 t 到 $t+dt$ 内发生蜕变的原

子核数 dN ，必定和 N 和 dt 成正比，即

$$-dN = \lambda N dt \quad (3.1)$$

负号表示经过蜕变后 N 减少。比例常数 λ 叫做蜕变常数。将上式改写一下：

$$\lambda = \frac{1/N dN}{dt} \quad (3.2)$$

可见 λ 是单位时间内发生蜕变的原子核的分数，或一个原子核在单位时间内的蜕变几率。将 (3.1) 式积分得：

$$\ln N = -\lambda t + C \quad (3.3)$$

在 $t=0$ 时， $N=N_0$ ， N_0 是开始时放射性原子核的总数，由此可定出常数 C ，于是有

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.4)$$

由上式看到，在蜕变过程中，放射性原子核的数目随时间按指数规律逐渐减少，减少的速率由蜕变常数 λ 决定。我们通常用半衰期（半寿命） $T_{1/2}$ 或平均寿命 τ 来代替蜕变常数 λ 。半衰期的定义是放射性原子核由最初的数目 N_0 减少到一半所经过的时间，即

$$N = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

故得

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (3.5)$$

在 t 到 $t+dt$ 的时间间隔内，有 $-dN$ 个原子核发生蜕变，这 $-dN$ 个原子核的寿命就是 t ， N_0 个原子核从 $t=0$ 到 $t=\infty$ 蜕变完毕，在 $t=0$ 到 $t=\infty$ 时间内对寿命 t 平均就得出平均寿命 τ ，由 (3.1) 式及 (3.4) 式得

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t(-dt) = \int_0^{\infty} \lambda t e^{-\lambda t} dt \\ &= \frac{1}{\lambda} \end{aligned} \quad (3.6)$$

由上式和(3.5)式得

$$T_{1/2} = 0.693 \tau \quad (3.7)$$

蜕变类型、半衰期和衰变能量，是一种放射性核素的特征。准确测定这些物理量，就可以辨别出这种核素。在实用上很有用。

如果 t_1 时刻测得放射性核素总数为 N_1 ，在 t_2 时刻测得总数为 N_2 ，那么，由(3.7)式即可求出 λ 。例如气体 ^{222}Rn 放出 α 粒子而变成金属 ^{218}Po 。每隔3天又20小时，氡气就减少一半，这段时间就是氡的半衰期。不过用这种方法测定 $T_{1/2}$ ，一般很不容易，由测定计数率来确定半衰期比较简便。计数率就是 $-\frac{dN}{dt}$ ，即单位时间内衰变的原子核数，又叫做衰变率或放射性强度。由(3.4)式得

$$A \equiv -\frac{dN}{dt} = \lambda N = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3.8)$$

其中 $A_0 = \left(-\frac{dN}{dt}\right)_{t=0} = \lambda N_0$ ，是开始时刻的放射性强度。将上式取对数得

$$\log_{10} A = \log_{10} A_0 - \frac{1.13}{T_{1/2}} t \quad (3.9)$$

其中 $1.13 = \log_{10} e \cdot \ln 2$ ，把 $\log_{10} A$ 对 t 作图，得一直线，斜率为 $-\frac{1.13}{T_{1/2}}$ ，由此即可求出 $T_{1/2}$ 。

我们也可以测定某一时刻的放射性强度 A 和当时的放射性原子核总数 N ，由(3.8)式立即求出半衰期 $T_{1/2}$ 。这种方法适用于长寿命的放射性原子核。

2. 串连蜕变

在实际情形中，常常一个放射性母核蜕变为放射性子核后，子核又蜕变为另一个放射性原子核，一直依次蜕变到稳定的原子核为止。现在考虑两次串连蜕变 $X_1 \rightarrow X_2 \rightarrow X_3$ 的情形。设在 $t=0$ 时这三种原子核总数各为 N_{10} 、 N_{20} 和 N_{30} 。在 t 时刻

$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (3.10)$$

每单位时间内有 $-\frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 N_1$ 个第一种原子核蜕变为第二种原子核，同时第二种原子核通过蜕变每单位时间减少 $\lambda_2 N_2$ 个，因此第二种原子核的总变化率为

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (3.11)$$

将 (3.10) 式代入上式得

$$\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} = \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 \quad (3.12)$$

两边乘以 $e^{\lambda_2 t}$ 得

$$\lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} = e^{\lambda_2 t} \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} = \frac{d}{dt} (N_2 e^{\lambda_2 t})$$

将上式积分得出

$$N_2 e^{\lambda_2 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C \quad (3.14)$$

$t=0$ 时 $N_2 = N_{20}$ ，由此定出积分常数

$$C = N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \quad (3.15)$$

将上式代入 (3.14) 式，最后得到 (3.11) 式的解：

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} + (N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}) e^{-\lambda_2 t} \quad (3.16)$$

如果 $t=0$ 时， $N_{20}=0$ ，那么有

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (3.17)$$

可见 N_2 随时间的变化与核素 X_1 和 X_2 的衰变常数有关。下面分两种情况来讨论。

当 $\lambda_1 > \lambda_2$ 时，母核比子核的寿命短，将 (3.17) 式改写为

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_2 t} (1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t}) \quad (3.18)$$

当 $t=0$ 时， $N_2=0$ ，以后随时间增大，在某一时刻达到最大值，

当 $t > \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2}$ 时，上式括号中的第二项很小，可以忽略。于是

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_2 t} \quad (3.19)$$

这相当于母核将近蜕变完毕，子核按照本身半衰期的指数规律衰变。衰变曲线如图 3.1 的例子所示。

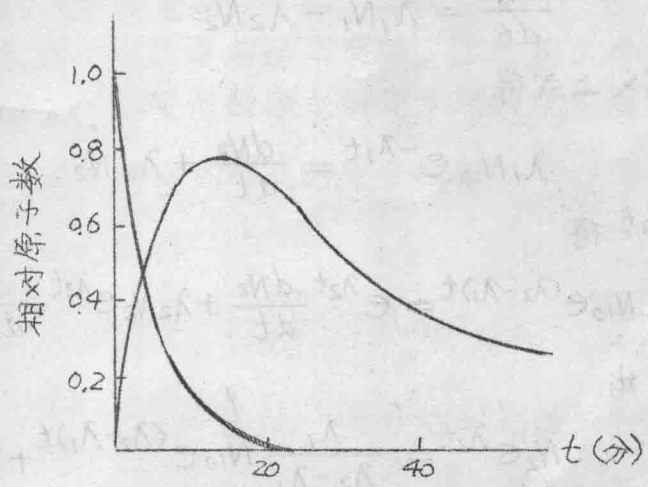


图 3.1 $RaA(^{218}_{84}Po)$ 和 $RaB(^{214}_{82}Po)$ 的衰变曲线

当 $\lambda_1 < \lambda_2$ 时，母核的寿命比子核长。将 (3.17) 式改写为

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}) \quad (3.20)$$

括号中的项随时间而增加，当 t 很小时，增加很快， N_2 由零开始增大，到某一时刻达最大值，然后又开始减小，当 $t > \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1}$ 时，括号中的第二项很小，可以忽略，这时

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (3.21)$$

子核最终以母核的半衰期而衰变，并且母核数和子核数的比值保持不变

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \quad (3.22)$$

这种情况叫做暂时平衡，衰变曲线如图 3.2 的例子所示。当 λ_1

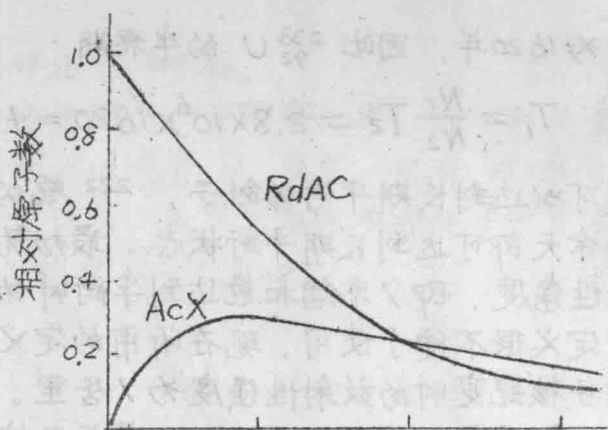


图3.2 $RdAc(^{227}_{90}Th)$ 和 $AcX(^{223}_{88}Ra)$ 的衰变曲线

$\ll \lambda_2$ 时, 即当母核的寿命比子核长得多时, $\lambda_2 - \lambda_1 \approx \lambda_2$ 于是

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_1}{T_2} \quad (3.23)$$

或当时间很长时, N_2 由零上升达到

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1 \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} \quad (3.23')$$

因为 N_1 的寿命非常长, 在进行测量时 N_{10} 的值可以认为几乎不变。平衡时 N_2 的值也几乎不变, 和 N_{20} 的值无关。这种情况叫做长期平衡。

对于多次串连蜕变 $X_1 \rightarrow X_2 \rightarrow X_3 \rightarrow \dots$, 如果母核素 X_1 的寿命比其后各代子核素的寿命都长得多, 各代子核虽然不断衰变, 由于上一代母核的衰变而不断得到补充, 同样可以达到长期平衡状态, 即各代子核总数保持不变, 在 (3.1) 式中的变化率等零, 这时有

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots = \lambda_n N_n \quad (3.24)$$

或

$$\frac{N_1}{T_1} = \frac{N_2}{T_2} = \frac{N_3}{T_3} = \dots = \frac{N_n}{T_n} \quad (3.25)$$

利用 (3.25) 式, 容易测出寿命极长的放射性核素的半衰期。例如在铀矿中; 铀核和各代子核达到长期平衡状态。由实验分析知, $^{238}_{92}U$ 和 $^{226}_{88}Ra$ 的原子数之比为 $N_1/N_2 = 2.8 \times 10^6$, 已经

测出镭的半衰期为1620年，因此 ${}^{238}_{92}\text{U}$ 的半衰期

$$T_1 = \frac{N_1}{N_2} T_2 = 2.8 \times 10^6 \times 1620 = 4.5 \times 10^9 \text{年} (326)$$

镭和氡也是可以达到长期平衡的例子， ${}^{222}\text{Rn}$ 的半衰期是3.82天，只需十余天即可达到长期平衡状态。最初就是利用这个现象来定义放射性强度，即1克镭和氡达到平衡时的放射性强度为1居里。这个定义很不便于使用，现在所用的定义是每秒有 3.7×10^{10} 个原子核蜕变时的放射性强度为1居里。事实上，1克镭和氡平衡时，就是每秒有 3.7×10^{10} 个氡原子核蜕变。居里的单位还分成毫居里（千分之一居里）和微居里（百万分之一居里）。

3. 放射系

由一个寿命很长的母核经依次蜕变而产生一系列放射性核素最后到达一种稳定核素为止，这一系列核素形成一个放射系。在天然放射性核素中存在着三种不同的放射系。因为 β 衰变不改变质量数， α 衰变使质量数减4，所以每个放射系中的核素的质量数都是 $4n + m$ ($m=0, 1, 2, 3$)， $A=4n+2$ 的是钍系（又叫 $4n+2$ 系）， $A=4n+3$ 的是铀系（又叫 $4n+3$ 系）， $A=4n$ 的是钍系（又叫 $4n$ 系）。还缺一个 $A=4n+1$ 的放射系。这是人造放射性核素形成的镎系（又叫 $4n+1$ 系）。因为母核素 ${}^{241}_{94}\text{Pu}$ 的半衰期太短（13年），其中寿命最长的 ${}^{237}_{93}\text{Np}$ 也只有 2.2×10^6 年，在地球上是不可能存在的。另外还有一些超铀元素蜕变后联接到三种天然放射系中的一种上。

图3.3 ~ 图3.6 画出四种放射系。图中标出了研究放射性所用的传统核素名称，其原子序数可查横坐标，质量数查纵坐标。向左下方移动是 α 衰变，向右移一格是 β 衰变，图中还标明了半衰期。

由图3.3 ~ 图3.6 看到，钍 $4n+2$ 系起于 ${}^{238}\text{Th}$ （半衰期 4.5×10^9 年）而终止于 ${}^{206}\text{Pb}$ 。铀 $4n+3$ 系起于 ${}^{235}\text{U}$ （半衰期 7.10×10^8 年）而终止于 ${}^{207}\text{Pb}$ 。钍 $4n$ 系起于 ${}^{232}\text{Th}$ （半衰期 1.39×10^{10} 年）而终止于 ${}^{208}\text{Pb}$ 。镎 $4n+1$ 系起于 ${}^{241}\text{Np}$ （半衰期

13.0 年) 而终止于 ^{209}Bi 。

由图中还看到有分支衰变现象。即一种核素可以通过两种方式衰变, 例如 RaA 既有 α 衰变, 又有 β 衰变。一般情况下可能有多重衰变方式, 总衰变常数为各部分衰变常数之和:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \cdots + \lambda_n \quad (3.27)$$

比值 $\frac{\lambda_1}{\lambda}, \frac{\lambda_2}{\lambda}, \cdots, \frac{\lambda_n}{\lambda}$ 叫做分支比, 就是各部分衰变的放射性强度之比, 是一固定值, 可以由实验测出。再测出总衰变常数 λ 即可求出部分衰变常数 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \cdots, \lambda_n$ 。由部分衰变常数定义部分半衰期为 $T_{1/2,1} = \frac{\ln 2}{\lambda_1}, \cdots, T_{1/2,n} = \frac{\ln 2}{\lambda_n}$ 。部分半衰期表示其它衰变过程都停止时 (例如只有 $\lambda_1 \neq 0$, 其余 $\lambda_2 = \lambda_3 = \cdots = \lambda_n = 0$), 只有这个衰变方式的半衰期, 这在实际上是不可能的, 只有理论上的意义, 其值由部分衰变常数求出。总半衰期与部分半衰期的关系是

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \frac{1}{T_{1/2,1}} + \frac{1}{T_{1/2,2}} + \frac{1}{T_{1/2,3}} + \cdots + \frac{1}{T_{1/2,n}} \quad (3.28)$$

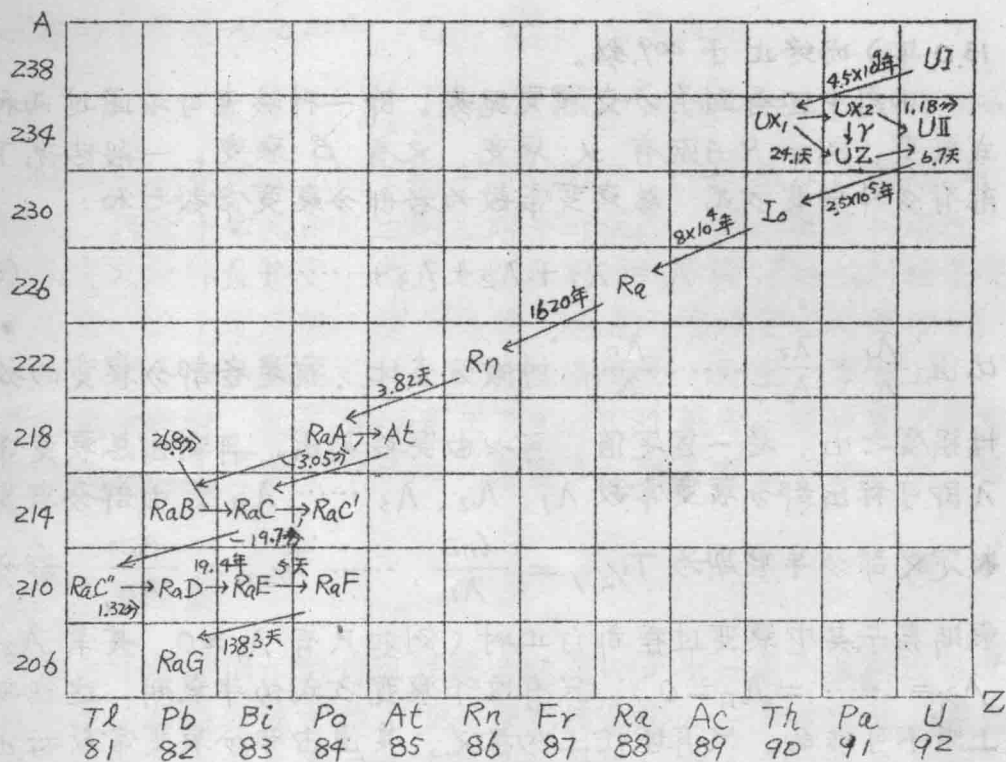


图 3.3 铀 ($4n+2$) 系

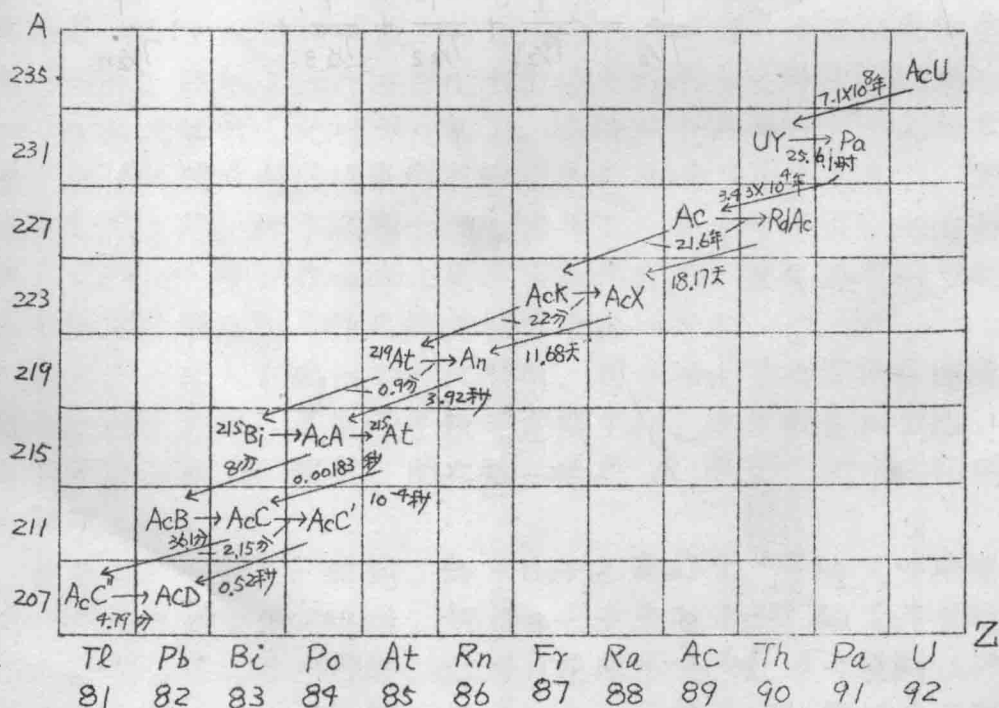
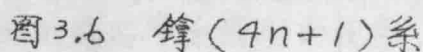
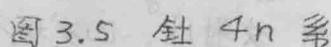


图 3.4 锕 ($4n+3$) 系



二、 α 衰变

1. α 衰变理论

α 衰变是研究得最早的放射现象之一。1908年，卢瑟福证实 α 粒子就是氦核。1911年盖革和努诺尔发现衰变常数和 α 粒子的能量之间的经验规律，即著名的盖革——努诺尔定律。1928年伽莫夫等首次在核物理中用量子力学成功地解释了 α 衰变现象。

我们在上节的三个天然放射系蜕变图中，看到共有29种核素有 α 放射性，这些核素的质数 $A > 210$ 。中等重的稀土核素Ce等以及Pt、Au和Hg也有 α 放射性。此外，大量的人造放射性核素有 α 放射性。已发现有 α 放射性的核素，总数超过200种。

以 $M(Z, A)$ 表示核素 A_ZX 的质数，那么，在 α 放射性中释放的能量 ΔE 可由下式标出：

$$\Delta E = [M(Z, A) - M(Z-2, A-4) - M(2, 2)]c^2 \quad (3.29)$$

释放的能量变为 α 粒子的动能和子核的反冲动能。经过计算发现，在稀土核素区附近是正值，在 $A > 190$ 的重核素区也是正值，其余区域是负值。这表明在稀土核素附近和重核素区有放射 α 粒子的可能性。可是并不是 ΔE 为正值核素都有 α 放射性，原因在于 α 粒子从核内飞到核外时，要穿过核力和库仑力所形成的势垒。当 α 粒子的能量太小时，穿透势垒的几率就变得非常小，以致不能观测出来。

现在我们作一简化假设，即 α 粒子在核内早就形成了，这叫做单体理论。并且假设， α 粒子在核内受到一个方位阱的作用，在核表面有一个库仑势垒，即 α 粒子所受到的子核的作用势能是：

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & 0 < r \leq R_0 \\ \frac{2(Z-2)e^2}{r} & r > R_0 \end{cases} \quad (3.30)$$

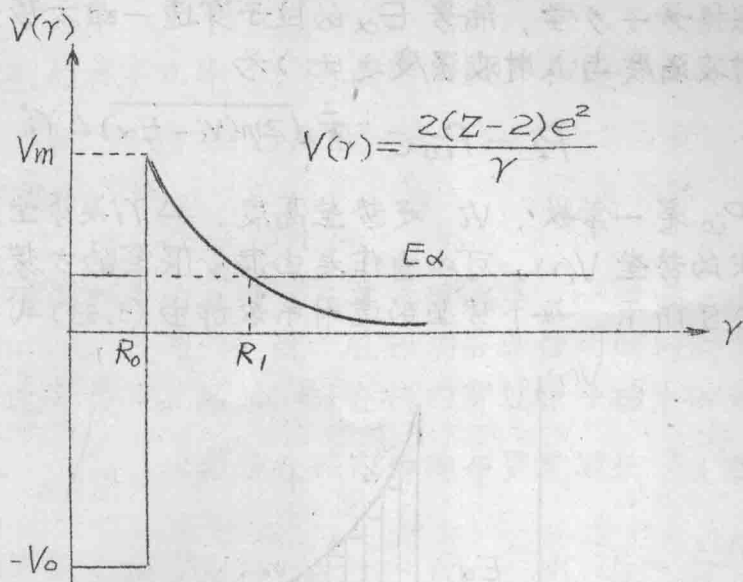


图 3.7 子核对 α 粒子的势能与 α 粒子的能量

上式的 V_0 是常数, R_0 是核半径, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, A 包括子核和 α 粒子的质量数。势能曲线如图 3.7 所示。势垒的最高点 V_m 的值在 R_0 处

$$V_m = \frac{2(Z-2)e^2}{R_0} \quad (3.31)$$

当 $r = \infty$ 时, α 粒子的能量 E_α 就等于 α 粒子的动能 T , 在核内 $T = E_\alpha - V_0$, 在 $r = R_1$ 时

$$E_\alpha = \frac{2(Z-2)e^2}{R_1} \quad (3.32)$$

根据经典力学, 当 $E_\alpha < V_m$ 时, α 粒子不能在 R_0 和 R_1 之间存在, 核内的 α 粒子永远被幽禁而不能逃逸到核外去。在天然放射性核素中, $\text{ThC}'(^{212}_{89}\text{Po})$ 放出的 α 粒子的能量是最大的, 约为 9 Mev。而 ^{238}U 的势垒高度可算出约为 28 Mev。用 ThC' 放出的 α 粒子轰击铀核, 都受到铀核的库仑势垒的散射, 不能进入核内, 没有发现偏离库仑散射的现象, 可是从铀核

放出的 α 粒子的能量却只有约 4 MeV。这种现象用经典力学是无法解释的。但用量子力学的势垒穿透效应（隧道效应）却能成功地解释这种现象。

根据量子力学，能量 E_α 的粒子穿透一维方势垒的透射系数（透射波强度与入射波强度之比）为

$$P_i = P_{i0} e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V_i - E_\alpha)} \Delta Y_i} \quad (3.33)$$

其中 P_{i0} 是一常数， V_i 是势垒高度， ΔY_i 是势垒宽度。对于任意形状的势垒 $V(r)$ ，可以看作是由很多很窄的方势垒联接起来的，如图 3.8 所示。每个势垒的透射系数都由 (3.33) 式决定，因此，

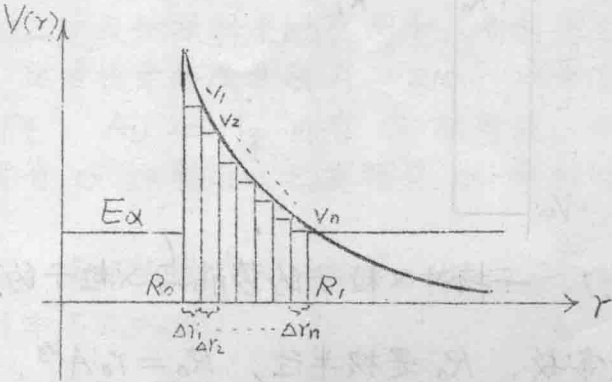


图 3.8 α 粒子穿透任意形状的势垒

总的透射系数是一系列窄方势垒的透射系数的乘积：

$$\begin{aligned} P &= P_1 P_2 \cdots P_i \cdots P_n \\ &= (P_{10} P_{20} \cdots P_{i0} \cdots P_{n0}) e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V_1 - E_\alpha)} \Delta Y_1} e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V_2 - E_\alpha)} \Delta Y_2} \\ &\quad \cdots e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V_i - E_\alpha)} \Delta Y_i} \cdots e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V_n - E_\alpha)} \Delta Y_n} \\ &= (P_{10} P_{20} \cdots P_{i0} \cdots P_{n0}) e^{-\sum_{i=1}^n \frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V_i - E_\alpha)} \Delta Y_i} \\ &\xrightarrow{n \rightarrow \infty} P_0' e^{-\int_{R_0}^{R_1} \frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V(r) - E_\alpha)} \Delta r} \quad (3.34) \end{aligned}$$

在这里， $V(r) = \frac{Z(Z-2)e^2}{r}$ 是库仑势垒。将 (3.33) 式对 r 积

分, 其近似值为 (计算从略)

$$P = P_0 e^{-\frac{2\pi\sqrt{2m}(Z-2)e^2}{\hbar\sqrt{E_\alpha}}} \quad (3.35)$$

每单位时间的衰变几率 λ 是透射系数 P 和因子 L 之积

$$\lambda = LP \quad (3.36)$$

因子 L 又可写为

$$L = Dn \quad (3.37)$$

D 为 α 粒子在核内形成的几率, 在单体理论中, α 粒子一直存在于核内, 故 $D = 1$ 。 n 为 α 粒子在核内每单位时间内对势垒的碰撞次数。设速度为 v_α 的 α 粒子在核内穿过原子核中心而往返运动, 则 $n = \frac{v_\alpha}{2R_0}$ 。 α 粒子在核内的德布罗意波长 λ_d 应和核

半径 R_0 同数量级, 设 $\lambda_\alpha = \frac{\hbar}{mv_\alpha} \approx R_0$, 则 $v_\alpha = \frac{\hbar}{mR_0}$,

于是 (3.36) 式变为

$$\lambda \cong \frac{\hbar P_0}{2mR_0^2} e^{-\frac{2\pi\sqrt{2m}(Z-2)e^2}{\hbar\sqrt{E_\alpha}}} \quad (3.38)$$

将上式取对数得

$$\ln \lambda = A - B \frac{(Z-2)}{\sqrt{E_\alpha}} \quad (3.39)$$

其中 A 和 B 是常数。上式就是盖革——努塔尔定律, 最初是由经验总结出来的, 现在根据量子力学的势垒穿透理论推导出来了。

(3.39) 式用半衰期表示就是

$$\log_{10} T_{1/2} = -A' + B(Z-2)E_\alpha^{-\frac{1}{2}} \quad (3.40)$$

可见 $\log_{10} T_{1/2}$ 和 $E_\alpha^{-\frac{1}{2}}$ 成线性关系, 图 3.9 画出一些偶々核的实验数据, 显然和实验符合得相当好。不过对于奇 A 核和奇々核就差些, 其原因是偶々核在核内比较容易形成 α 粒子, 几率 $D \approx 1$, 而对于奇 A 核和奇々核, 形成 α 粒子的几率要小, 一般 D 比 1 小得多。实际情况也是奇 A 核和奇々核比 (3.36) 式中 $D = 1$ 时标出的值小得多。即使是偶々核, 用 (3.37) 式标出的 λ 值也和