

参考书目:

W. E. Meyerhof, *Elements of Nuclear Physics* (McGraw-Hill, New York, 1967),
Chap 4.

处于激发态的原子核是不稳定的, 它总是要跃迁 (衰变) 到该原子核能量较低的状态上。这种跃迁过程伴有 γ 射线发射出来。无论原子核处于激发态还是基态, 它都可能跃迁到其它原子核的低能态上。这种跃迁伴随有 α 粒子、电子或正电子发射出来, 在发射 α 粒子或正负电子的过程中, 还有可能发射出 γ 射线。不需要外界提供能量, 就能够自发地进行衰变并放射出各种射线的核素称为放射性核素。实验上发现, 天然放射性核素可以发射出一种或多种射线。射线的种类有 α 、 β 和 γ 射线三种。对原子核所放出的射线能量进行测量, 可以得到核素能级结构的直观信息。莱德尔等编写的《同位素图表》一书, 收录了大量放射性同位素的数据资料以及详细的核能级图, 是这方面内容最全的文献之一。

作为对前面所学 β 衰变和放射性衰变内容的补充, 在本讲中, 我们将学习衰变常数、选择定则以及 α 、 β 和 γ 衰变动力学的知识。

 α 衰变

大多数放射性物质都具有 α 放射性。质量数 $A > 150$ 的核素多数都不稳定, 容易发生 α 衰变。相反, 轻核则不容易发生 α 衰变。 α 衰变的衰变常数随着衰变能 Q 的减小而成指数递减, 即 $\lambda_\alpha \sim \exp(-c/v)$, 其中 c 为常量、 v 为 α 粒子的速度, $v \propto \sqrt{Q_\alpha}$ 。如图 20.1 所示, 在 α 衰变中, 体系的总动量和总能量保持守恒

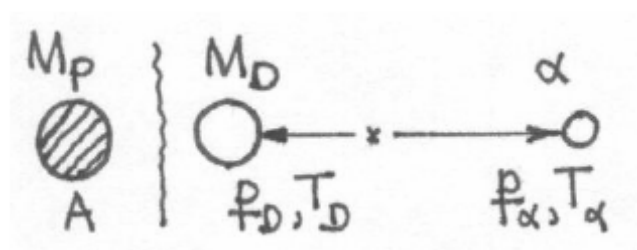


图 20.1 原子核发生 α 衰变后, 放出 α 粒子同时伴随着原子核的反冲。

$$\vec{p}_D + \vec{p}_\alpha = 0 \quad (20.1)$$

$$M_P c^2 = (M_D c^2 + T_D) + (M_\alpha c^2 + T_\alpha) \quad (20.2)$$

由于子核以及 α 粒子的动能远小于它们的静止质量，所以动能-动量之间满足非相对论关系，

$$T_D = p_D^2 / 2M_D = p_\alpha^2 / 2M_D = (M_\alpha / M_D) T_\alpha \quad (20.3)$$

将衰变看作是一种核反应，则反应能 Q 为

$$\begin{aligned} Q_\alpha &= [M_P - (M_D + M_\alpha)]c^2 \\ &= T_D + T_\alpha \\ &= \frac{M_D + M_\alpha}{M_D} T_\alpha \approx \frac{A}{A-4} T_\alpha \end{aligned} \quad (20.4)$$

由上式可知， α 粒子的动能总是小于衰变能 Q_α 。由于 $Q_\alpha > 0$ （动能 T_α 必须为正），所以 α 衰变是一个放能过程。

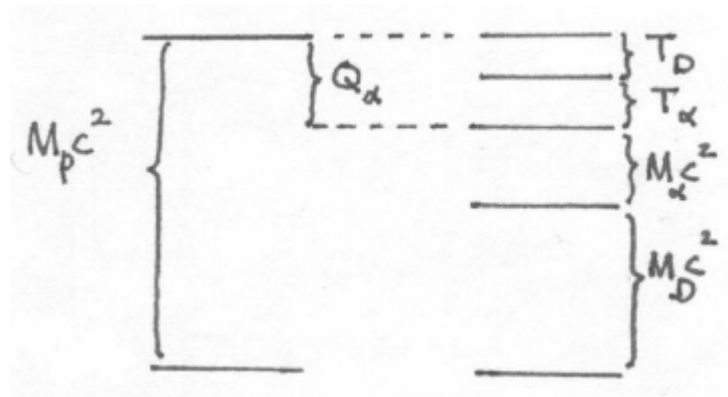


图 20.2. α 衰变的能级图。

图 20.2 给出了各种能量在能级图中的表示。由图容易看出，静止质量是如何与动能结合在一起以确保能量守恒的。我们会在后面看到，利用能级图来描述碰撞引发的核反应同样行之有效。 α 粒子的分离能 S_α 是指把 α 粒子从原子核中分离出来所需要的能量，

$$\begin{aligned} S_\alpha &= [M(A-4, Z-2) + M_\alpha - M(A, Z)]c^2 \\ &= B(A, Z) - B(A-4, Z-2) - B(4, 2) = -Q_\alpha \end{aligned} \quad (20.5)$$

可以利用半经验质量公式来判断一个原子核是否具有 α 放射性。可以发现，只有当 $A>150$ 时，才能满足 $Q_\alpha > 0$ 的条件。由(20.5)式还可以看出，当子核为幻数核时，子核的结合能 $B(A-4, Z-2)$ 较大，则反应能 Q_α 值大。相反，当母核为幻数核时，它的结合能 $B(A, Z)$ 较大，则反应能 Q_α 值小。

估算 α 衰变的衰变常数

可以把 α 衰变问题看成粒子穿透势垒问题来处理，这样便可以对衰变常数进行估算。伽莫夫以及格尼和康登早在1928年就提出了这种思想。假设 α 粒子在衰变前已经存在于子核中，由于库仑势垒的阻挡而被限制在原子核内，如图20.3所示。因而，衰变常数就是单位时间内粒子穿透库仑势垒的概率，

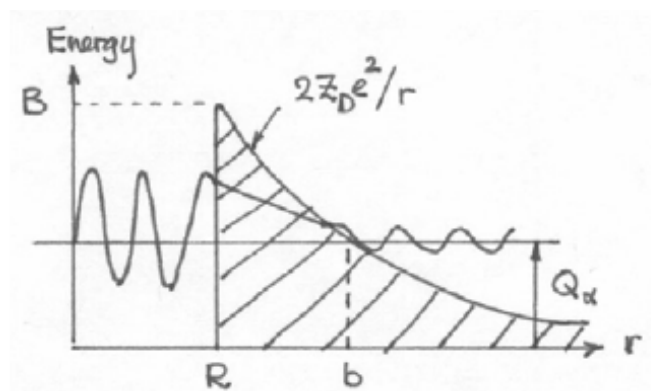


图 20.3 α 粒子因隧道效应而穿透原子核的库仑势垒。

$$\lambda_\alpha \sim \left(\frac{v}{R}\right)P \quad (20.6)$$

其中， v 为 α 粒子与子核的相对速度， R 为子核的半径， P 为透射系数。回忆前面所学过的势垒贯穿内容[第5讲章，(5.20)式]，穿透概率可以写成如下形式

$$P \sim e^{-\gamma} \quad (20.7)$$

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} dr (2m[V(r) - E])^{1/2} \\ &= \frac{2}{\hbar} \int_R^b dr \left[2\mu \left(\frac{2Z_D e^2}{r} - Q_\alpha \right) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (20.8)$$

式中 $\mu = M_\alpha M_D / (M_\alpha + M_D)$ 是约化质量， Z_D 是子核的原子序数。求积分后得，

$$\gamma = \frac{8Z_D e^2}{\hbar v} [\cos^{-1} \sqrt{y} - \sqrt{y(1-y)^{1/2}}] \quad (20.9)$$

其中 $y = R/b = Q_\alpha / B$, $B = 2Z_D e^2 / R$, $Q_\alpha = \mu v^2 / 2 = 2Z_D e^2 / b$ 。 B 的值通常为几十 MeV 或者更多, 而 Q_α 的值通常为几个 MeV。因此, 可以按照厚势垒近似进行处理。在厚势垒情况下 $b \gg R$ (或者 $Q_\alpha \ll B$), $y \ll 1$ 。那么

$$\cos^{-1} \sqrt{y} \sim \frac{\pi}{2} - \sqrt{y} - \frac{1}{6} y^{3/2} - \dots \quad (20.10)$$

(20.9) 式中方括号中的部分变为

$$[] \sim \frac{\pi}{2} - 2\sqrt{y} + O(y^{3/2}) \quad (20.11)$$

因此,

$$\gamma \approx \frac{4\pi Z_D e^2}{\hbar v} - \frac{16Z_D e^2}{\hbar v} \left(\frac{R}{b}\right)^{1/2} \quad (20.12)$$

所以衰变常数的表达式为

$$\lambda_\alpha \approx \frac{v}{R} \exp \left[-\frac{4\pi Z_D e^2}{\hbar v} + \frac{8}{\hbar} (Z_D e^2 \mu R)^{1/2} \right] \quad (20.13)$$

其中 μ 为约化质量。这个结果有一种简单的解释——指数 \exp 前面的系数代表 α 粒子穿透核势垒的碰撞频率, 而指数部分则代表穿透概率。伽莫夫最早研究了这个问题, 所以有时把这个指数部分称为伽莫夫因子 G 。

接下来, 我们利用 (20.13) 式估算一下 U^{238} 放出能量为 4.2 MeV 的 α 粒子时的衰变常数。忽略子核的反冲作用, 可以得到

$$T_\alpha \sim \frac{1}{2} \mu v^2 \rightarrow v \sim 1.4 \times 10^9 \text{ cm/s}, \quad \mu \sim M_\alpha$$

$$R \sim 1.4 \times (234)^{1/3} \times 10^{-13} \sim 8.6 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

$$-\frac{4\pi Z_D e^2}{\hbar v} = -173, \quad \frac{8}{\hbar} (Z_D e^2 \mu R)^{1/2} = 83$$

因此,

$$P = e^{-90} \sim 10^{-39} \quad (20.14)$$

代入 (20.13) 式, 得到最终的结果为

$$\lambda_{\alpha} \sim 1.7 \times 10^{-18} s^{-1}, \text{ 或 } t_{1/2} \sim 1.3 \times 10^{10} yr$$

U^{238} 半衰期的实验值为 $\sim 0.45 \times 10^{10}$ yrs。由于我们所作的估算非常粗略，得到这样的符合程度还是相当不错的。一般说来，我们只能估算出 λ_{α} 的数量级而无法得出精确的数值来（比如会差 5~10 倍）。注意，在上述例子中， $B \sim 30 \text{ MeV}$ 、 $Q_{\alpha} = 4.2 \text{ MeV}$ ，可得 $b = RB/Q_{\alpha} = 61 \times 10^{-13} \text{ cm}$ 。满足 $B \gg Q_{\alpha}$ 或者 $b \gg R$ ，因而很好地满足厚势垒近似条件。

衰变常数的理论公式可以作为推导半衰期与衰变能之间关系（经验公式）的基础。由于 $t_{1/2} = 0.693/\lambda_{\alpha}$ ，由 (20.13) 式可得

$$\ln(t_{1/2}) = \ln(0.693R/v) + 4\pi Z_D e^2 / \hbar v - \frac{8}{\hbar} (Z_D e^2 \mu R)^{1/2} \quad (20.15)$$

由于 $R \sim A^{1/3} \sim Z_D^{1/3}$ ，所以最后一项随 $Z_D^{2/3}$ 变化。同样，第二项 $v \propto \sqrt{Q_{\alpha}}$ 。因此，可将 (20.15) 式表示为如下形式

$$\log(t_{1/2}) = a + \frac{b}{\sqrt{Q_{\alpha}}} \quad (20.16)$$

参量 a, b 仅与 Z_D 有关。上式给出了 α 衰变半衰期和衰变能之间的关系，这种规律首先是在实验中发现的，称为盖革-努塔尔定律。

至此，我们结束对 α 衰变规律的介绍。更进一步的讨论，可以参见迈尔霍夫著作（第 4 章）和埃文斯著作（第 16 章）的内容。

β 衰变

人们认为 β 衰变是一种弱相互作用，这是因为 β 衰变的相互作用势仅占核相互作用势的 10^{-6} ，而通常认为核相互作用是强相互作用。自然界中存在四种相互作用，除上述两种相互作用外，还有电磁相互作用和引力作用。 β 衰变是放射性衰变中最为普遍的形式，所有处于 β “稳定岛” 以外的核素都会发生 β 衰变。 β 衰变所放出的电子或正电子的能量是连续分布的，图 20.4 给出了 Cu^{64} β 衰变的动量和动能分布。

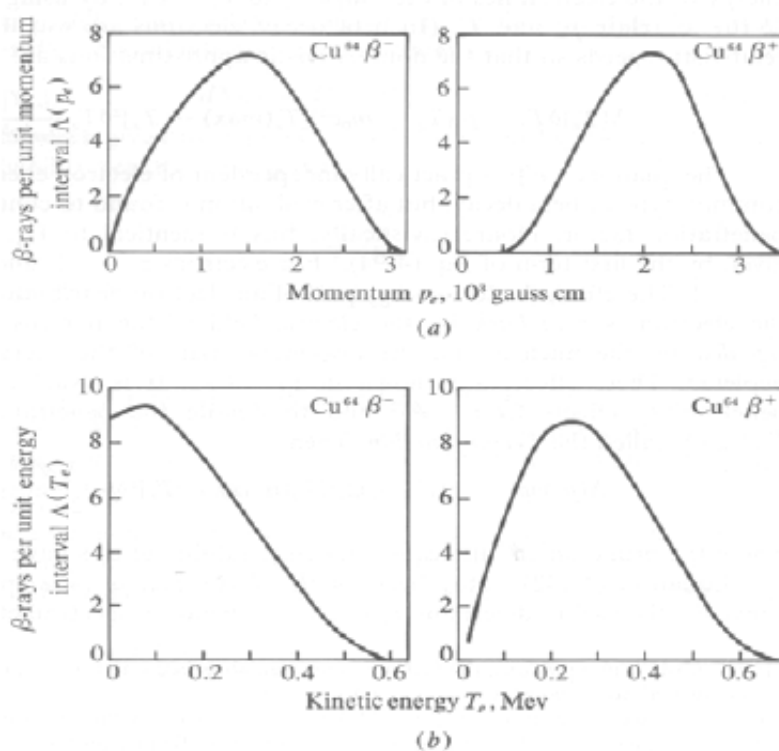
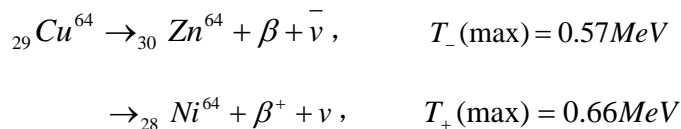


图 20.4 Cu^{64} β 衰变的动量分布 (a) 与能量分布 (b)。(引自 Meyerhof)

Cu^{64} 既可以发生 β^- 衰变, 又可以发生 β^+ 衰变:



对于特定的放射性核素, β 粒子的最大动能 $T_{\pm}(\max)$ 值唯一确定; 该量可以作为区分具体核素的特征量。

如果假设在 β 衰变中只有母核、子核和 β 粒子, 那么就会发现这一过程中能量、动量和角动量守恒都不再成立。泡利在 1933 年提出如下假设: 原子核在发生 β 衰变过程中, 不仅放出 β 粒子, 同时还放出中微子 ν 或反中微子 $\bar{\nu}$ 。中微子所带电荷为 0, 质量近似为 0, 自旋为 $\hbar/2$ 。中微子的探测异常困难, 这主要是由于中微子的平均自由程非常大。1953 年雷因斯和考恩利用中微子与质子作用发生的逆 β 衰变反应证实了中微子的存在, $p + \bar{\nu} \rightarrow n + \beta^+$ 。正是由于原子核在发生 β 衰变过程中放出中微子 (或反中微子), 衰变能可在中微子与 β 粒子之间任意分配, 才使得 β 粒子的动能分布是连续的。这样, 不但能量

守恒成立，动量和角动量守恒也成立。

β 衰变的动力学可表示如下

$$\vec{p}_D + \vec{p}_\beta + \vec{p}_\nu = 0 \quad (20.17)$$

$$M_P c^2 = M_D c^2 + T_\beta + T_\nu \quad \beta^- \text{ 衰变} \quad (20.18)$$

$$M_P c^2 = M_D c^2 + T_{\beta^+} + T_\nu + 2m_e c^2 \quad \beta^+ \text{ 衰变} \quad (20.19)$$

(20.19) 式中电子的静止质量项出现的原因已经在第 11 讲中讨论过了（参见式 (11.9) 式）。

我们知道，轨道电子俘获（EC）过程与 β 衰变相互竞争，发生轨道电子俘获的条件为 $M_P(Z) > M_D(Z-1)$ 。图 20.5 画出了 β 衰变中各种能量在能级图中的表示。

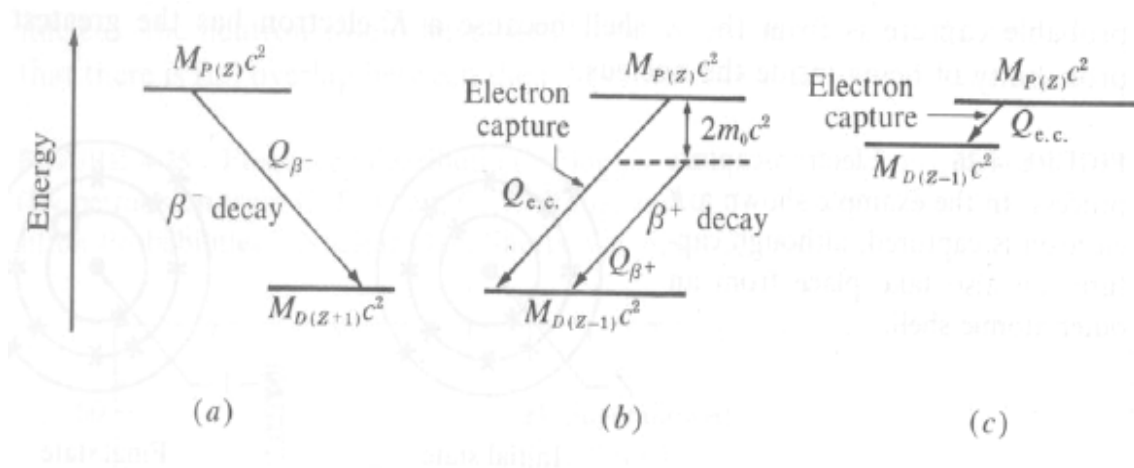


图 20.5 β 衰变过程中的能量关系。（摘自 Meyerhof）

图 20.6 为典型的核素发生 β 衰变的衰变纲图。原子核的每一能级都有确定的自旋和宇称。下面将要介绍，对于给定自旋和宇称的两个能态，可以通过一定的选择定则来判断它们之间能否发生 β 衰变。

实验上得到的 β 衰变的半衰期分布范围非常广泛，由 10^{-3} 秒到 10^{16} 年不等。一般地， $\lambda_\beta \sim Q_\beta^5$ 。 β 衰变过程不能用经典物理的知识解释。费米在 1934 年提出了 β 衰变理论，这种理论与电磁辐射的量子理论类似。对于 β 衰变费米理论的深入讨论，可以参考迈尔霍夫的书及该书所列的参考书目。我们只对费米理论中的一个方面加以说明，即有关描述 β 粒

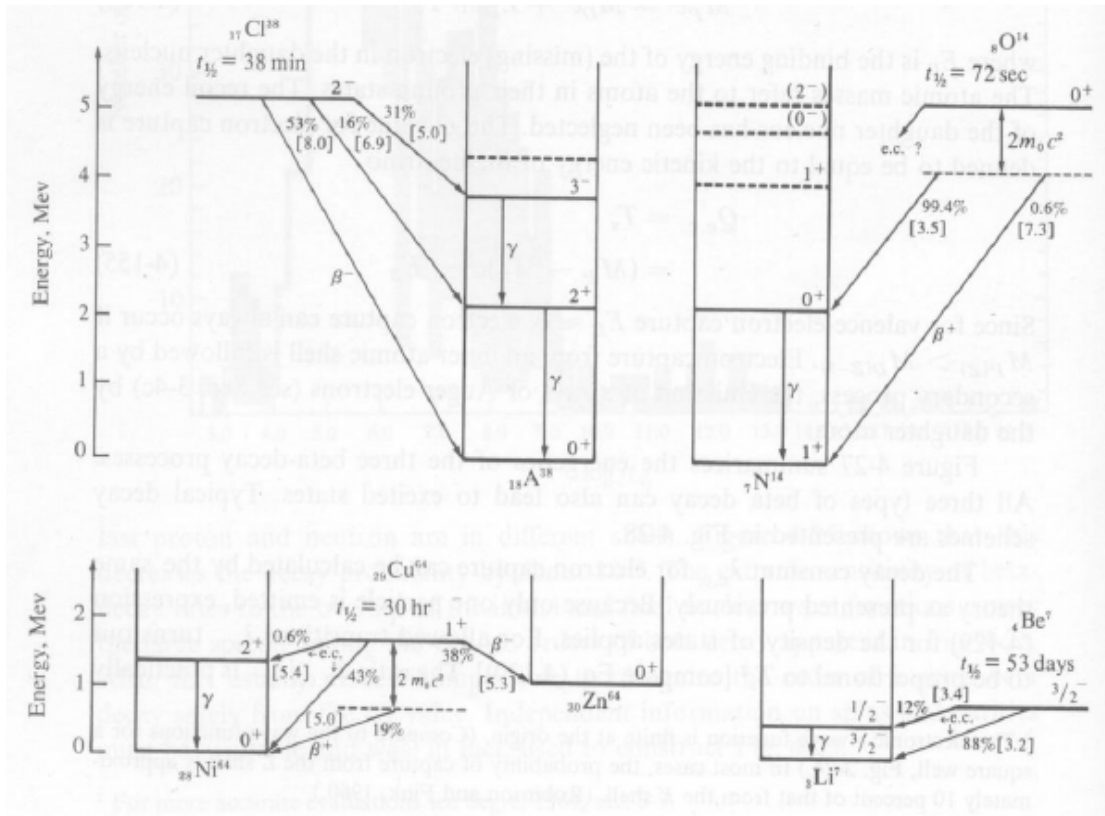


图 20.6 原子核发生 β 衰变的能级图。(摘自 Meyerhof)

子动量和能量分布的统计因子。图 20.7 显示了Ca ($Z=40$)原子核的库仑势对衰变产生的 β 粒子动量分布的影响。可以看出，在动量较小的区域，库仑势使得 β^- 衰变得加强，而使 β^+ 衰变受到减弱。库仑势对能量分布的影响更加明显。

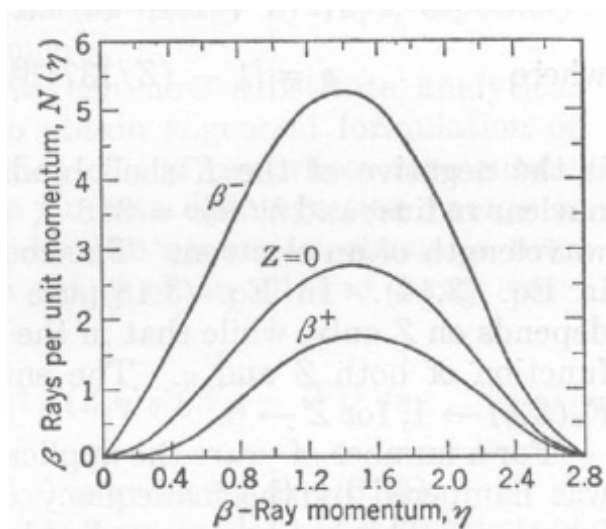


图 20.7 Ca 核发生 β 衰变的动量分布曲线。

β 衰变的选择定则

原子核衰变过程除了满足能量和动量守恒外，还要满足角动量和宇称守恒。因此就有所谓选择定则。在初态、末态的自旋和宇称都确定的情况下，可以通过选择定则判断原子核是否可以在该两态之间发生跃迁，同样也可以判断出跃迁的方式。以下将推导出 β 衰变和 γ 衰变的选择定则。 β 衰变中，角动量和宇称守恒分别可以表示为

$$\bar{I}_P = \bar{I}_D + \bar{L}_\beta + \bar{S}_\beta \quad (20.17)$$

$$\pi_P = \pi_D (-1)^{L_\beta} \quad (20.18)$$

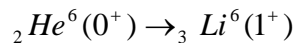
其中 L_β 与 S_β 分别为电子-反中微子系统的轨道角动量与自旋角动量。轨道角动量的值可以取 0, 1, 2, ... 等整数，自旋的值可取 0 或 1（电子和中微子的自旋或者反平行或者平行）。电子与中微子自旋反平行时的跃迁称为费米（F）跃迁；电子与中微子自旋平行时的跃迁称为伽莫夫-特勒（G-T）跃迁。

在应用守恒条件时，人们发现将 S_β 的相应值代入（20.17）式所得出的电子轨道角动量 L_β 的某最小值能够同时满足（20.18）式。这样就可以确定最有可能发生的容许跃迁了，其它 L_β 值较大的容许跃迁发生的概率要小得多。这是由于衰变常数正比于跃迁矩阵元的平方，而跃迁矩阵元的平方可以写成许多项之和，每一项对应一个 L_β 值（请参考附录 B 中截面计算的分波展开的有关内容），

$$\lambda_\beta \propto |M|^2 = |M(L_\beta = 0)|^2 + |M(L_\beta = 1)|^2 + |M(L_\beta = 2)|^2 + \dots \quad (20.19)$$

与 $L_\beta = 0, 1, 2, \dots$ 相对应的跃迁分别称为容许跃迁、一级禁戒跃迁、二级禁戒跃迁...。 L_β 的值每增加 1，矩阵元的平方就降低至少两个数量级。出于这个原因，人们通常只对最低一级的可能跃迁感兴趣。

下面介绍如何利用选择定则来判断跃迁的级次，考虑如下跃迁



由于反应前后母核与子核的自旋之差等于 1，因此 L_β 与 S_β 的和为 1。我们首先注意到：要

满足宇称守恒就要求 L_β 的值为偶数。所以只有当 $L_\beta = 0$ 并且 $S_\beta = 1$ 时, (20.17) 和 (20.18) 式才能同时成立。因此, 最有可能发生的跃迁为容许跃迁, 且为 G-T 跃迁。在上述讲解基础上, 大家可以在课下做如下练习。

${}_8O^{14}(0^+) \rightarrow {}_7N^{14}(0^+)$	容许跃迁 (F 跃迁)
${}_0n^1(1/2^+) \rightarrow {}_1H^1(1/2^+)$	容许跃迁 (G-T 跃迁、F 跃迁)
${}_{17}Cl^{38}(2^-) \rightarrow {}_{18}A^{38}(2^+)$	一级禁戒跃迁 (G-T 跃迁、F 跃迁)
${}_4Be^{10}(3^+) \rightarrow {}_5B^{10}(0^+)$	二级禁戒跃迁 (G-T 跃迁)

宇称不守恒问题

β 衰变过程中由于中微子的存在而导致了宇称不守恒。众所周知, 中微子的自旋方向反平行于它的速度方向, 而反中微子的自旋则平行于它的速度方向 (注意中微子 ν 和反中微子 $\bar{\nu}$ 是不同的粒子)。下面考虑一个镜像实验, 如图 20.8, 中微子由左向镜面移动。利用镜面对称操作, 有 ($x \rightarrow -x$), 速度方向发生反转 (与原方向相反), 但角动量 (自旋) 方向不发生变化。因此, 在镜面的另一侧, 镜像粒子由右向左运动, 镜像粒子的自旋此时与速度

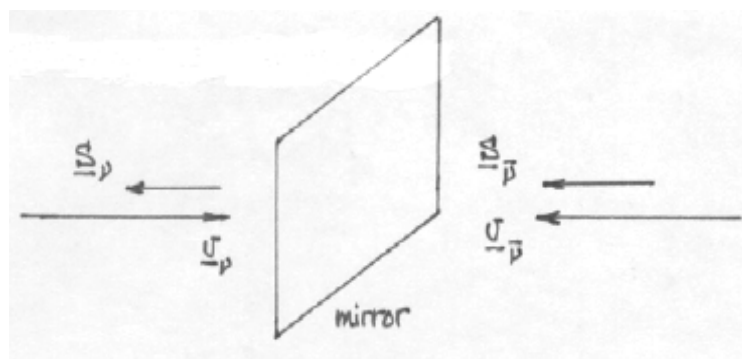


图 20.8 利用镜面反射说明中微子宇称不守恒。(摘自 Meyerhof)

方向平行, 所以这个镜像粒子必须是反中微子而不能是中微子。我们知道, 如果一个微观物理过程和它的镜像过程的规律完全相同, 则宇称守恒。而在以上实验中, 中微子在空间反演后自旋相对于速度的方向发生了改变, 所以我们可以得出在放出中微子或反中微子的 β 衰变过程中宇称不守恒的结论。

对 β 衰变更进一步的讨论，可以参见迈尔霍夫的书以及书中所列的参考书。

γ 衰变

处于激发态的原子核总可以通过放出 γ 射线或发生内转换过程而衰变到较低的能态。在内转换过程中，原子核把激发能直接交给原子的壳层电子，电子随即被发射出来并获得一定的动能。一般来说， γ 衰变的过程同时伴随着核子的重新排列，而这个过程非常复杂。

γ 衰变的动力学却非常简单。如图 20.9 所示，原子核在放出 γ 粒子的同时受到一个反冲作用。

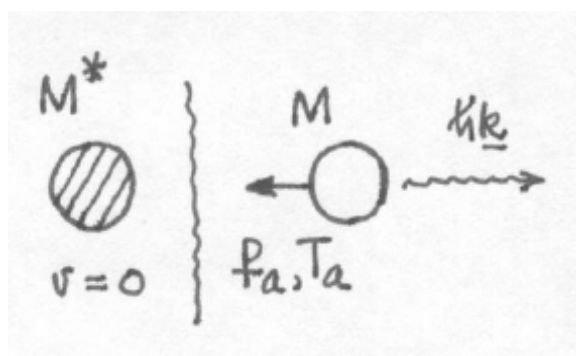


图 20.9 γ 衰变的动力学图示。

$$\hbar\vec{k} + \vec{p}_a = 0 \quad (20.20)$$

$$M^*c^2 = Mc^2 + E_\gamma + T_a \quad (20.20)$$

子核的反冲动能通常很小，

$$T_a = p_a^2 / 2M = \hbar^2 k^2 / 2M = E_\gamma^2 / 2Mc^2 \quad (20.21)$$

若光子的能量取为 $E_\gamma \sim 2MeV$ ，对于 $A \sim 50$ 的原子核，反冲能 $T_a \sim 40eV$ 。通常可以将这个值忽略不计。

衰变常量与选择定则

处于激发态的原子核发生 γ 衰变的半衰期的范围很广，可以由 10^{-16} 秒到 100 年以上。利用半经典理论可以对 λ_γ 进行估算。由麦克斯韦方程，人们发现一个做加速运动的点电荷 e 会以一定的速率发射电磁辐射，单位时间内所发射的电磁辐射的能量可以通过拉莫尔公式求

出（参见Jackson的《Classical Electrodynamics》一书第17章），

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3} \quad (20.22)$$

其中 a 为带电粒子的加速度。假设辐射电荷的运动像简谐振子一样，

$$x(t) = x_0 \cos \omega t \quad (20.23)$$

我们取 $x^2 + y^2 + z^2 = R^2$ ， R 为原子核的半径。由（20.23）式可以得出

$$a(t) = R\omega^2 \cos \omega t \quad (20.24)$$

为了得到辐射能量的平均速率，我们对（20.22）式的很多振荡周期取平均，

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{avg}} = \frac{2}{3} \frac{R^2 \omega^4 e^2}{c^3} (\cos^2 \omega t)_{\text{avg}} \approx \frac{R^2 \omega^4 e^2}{3c^3} \quad (20.25)$$

现在，我们假设电子平均每隔一定的时间间隔 τ 就放出一个光子。那么，

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{avg}} = \frac{\hbar \omega}{\tau} \quad (20.26)$$

（20.26）式与（20.25）式联立，得到

$$\lambda_\gamma \approx \frac{e^2 R^2 E_\gamma^3}{3\hbar^4 c^3} \quad (20.27)$$

如果我们把上述结果应用于原子通过电磁辐射退激的情况，并且取 $R \sim 10^{-8} \text{ cm}$ 和 $E_\gamma \sim 1 \text{ eV}$ ，那么由（20.27）式可以算出

$$\lambda_\gamma \sim 10^6 \text{ sec}^{-1}, \text{ 或者 } t_{1/2} \sim 7 \times 10^{-7} \text{ sec}$$

如果我们将（20.27）应用于原子核的衰变，取 $R \sim 5 \times 10^{-13} \text{ cm}$ 和 $E_\gamma \sim 1 \text{ MeV}$ ，那么可以得到

$$\lambda_\gamma \sim 10^{15} \text{ sec}^{-1}, \text{ 或者 } t_{1/2} \sim 3 \times 10^{-16} \text{ sec}$$

这些结果仅能给出衰变常数和半衰期的数量级。（20.27）式无法回答为什么实验上所观察到的 γ 衰变半衰期范围很广这个问题。

下面介绍 γ 衰变的选择定则，我们可以仿照（20.17）和（20.18）式的形式将 γ 衰变过

程中角动量和宇称守恒写成如下形式

$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{L}_\gamma \quad (20.28)$$

$$\pi_i = \pi_f \pi_\gamma \quad (20.29)$$

与 (20.17) 式相比, 轨道角动量和自旋角动量用 \vec{L}_γ 一并表示 (\vec{L}_γ 表示光子所带走的总的角动量)。由于光子的自旋角动量为 \hbar [对于光子角动量的详细介绍, 参见 A.S.Davidov 的《Quantum Mechanics》(1965) 306 与 578 页], 所以光子角动量 L_γ 的可能值为 1 (对应于轨道角动量为 0 的情况), 2, 3, ... 由于宇称要保持守恒, 所以光子的宇称依赖于 L_γ 值。由于我们把原子核放出光子看作是电磁多极辐射的过程, 这个过程既可以发生电多级辐射也可以发生磁多级辐射, 那么光子宇称就有以下两种可能,

$$\begin{aligned} \pi_\gamma &= (-1)^{L_\gamma} && \text{电多级辐射} \\ &= -(-1)^{L_\gamma} && \text{磁多级辐射} \end{aligned}$$

因此, 可以得到下表

<u>辐射种类</u>	<u>表示方法</u>	<u>L_γ值</u>	<u>π_γ</u>
电偶极辐射	E1	1	-1
磁偶极辐射	M1	1	+1
电四极辐射	E2	2	+1
磁四极辐射	M2	2	-1
电八极辐射	E3	3	-1
等等			

与 β 衰变相似, γ 衰变常数可以表示成 (符合选择定则的) 各极辐射的衰变常数之和 [详见 Blatt 和 Weisskopf 的《Theoretical Nuclear Physics》一书 p.627],

$$\lambda_\gamma = \lambda_\gamma(E1) + \lambda_\gamma(M1) + \lambda_\gamma(E2) + \dots \quad (20.30)$$

一旦最低辐射级次确定了, 通常不必考虑比它级次高的辐射, 这是因为较高级次辐射的

衰变常数通常要小几个数量级。例如，原子核从自旋宇称为 2^+ 的初态跃迁到 0^+ 的末态时，要求光子所带走的宇称为正，也就是说，电多极辐射的 L_γ 必须为偶数，磁多极辐射的 L_γ 必须为奇数；由初、末态的自旋值，根据 (20.28) 式可以判断出 L_γ 的值至少为 2。所以， γ 衰变的形式最有可能的是 E2（电四极辐射），虽然 M3（磁八极辐射）也有可能发生但一般可以忽略。下面再给出几个其他例子：

$$1^+ \rightarrow 0^+ \quad \text{M1}$$

$$\frac{1^-}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2} \quad \text{E1}$$

$$\frac{9^+}{2} \rightarrow \frac{1^-}{2} \quad \text{M4}$$

$$0^+ \rightarrow 0^+ \quad \text{不能发生 } \gamma \text{ 衰变}$$

最后需要说明，在核退激过程中还可能发生内转换（IC）过程，这是与 γ 衰变互相竞争的过程。在内转换过程中，核的激发能传给原子内的电子，电子被发射出来，它的动能（忽略核的反冲作用）

$$T_e = E_i - E_f - E_B \quad (20.31)$$

其中 $E_i - E_f$ 为原子核退激所放出的能量， E_B 为电子在原子中的结合能。用 λ_e 表示内转换过程的衰变常数，那么原子核在退激过程中总的衰变常数为

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e \quad (20.32)$$