

β 和 γ 放 射 性

梅 鎮 岳

科 学 出 版 社

53.8341
547

β 和 γ 放射性

梅 鎮 岳 著

科学出版社

內 容 簡 介

本书全面地介绍了原子核 β 和 γ 放射性研究的技术、方法和成就。

全书共分十一章。前三章先介绍 β 和 γ 放射源的制备、 β 和 γ 射线与物质的相互作用、以及这两种射线的能量探测仪器，因为它们在这方面实验研究中最基本的问题。从第四章起，开始分章讨论 β 和 γ 放射性的实验和理论的各个主要方面： γ 射线的能量及短寿命 γ 跃迁几率的测定（第四、五章）， γ 放射的基本理论（第六章），内转换和级联电磁辐射的角关联（第七、八章）， β 谱和中微子（第九章），原子核壳层模型和集体运动模型（第十章）。最后，还讨论了近年来最受注意的 β 衰变中宇称不守恒问题及 β 衰变规律问题（第十一章）。

本书可供原子核物理学工作者、研究生及大学师生阅读。

β 和 γ 放 射 性

梅 鎮 岳 著

*

科学出版社出版（北京朝阳门大街117号）

北京市书刊出版业营业登记证出字第061号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总经售

*

1964年4月第一版

书号：2923

1964年4月第一次印刷

字数：470,000

（京）精：1—2,900

开本：850×1168 1/32

平：1—2,100

印张：17 5/8 插页：5

定价：[科七] 精装本 3.50 元
平装本 3.00 元

序

这本书可以說是拙著“原子核物理学”(科学出版社 1961 年出版)的續篇,目的是在于介紹原子核 β 和 γ 放射性研究方面所采用的技术、方法和成就。它是一本为初級研究工作者——主要是实验工作者——写的入門书,但也許对于别的領域的研究工作者也或多或少地有些参考价值。

β 和 γ 放射性的研究在原子核物理学中是历史最悠久的一部分。原子核物理的研究是从鈾矿石放射性的发现开始的。因为,相对地說这方面的研究并不要求非常复杂的工作条件,早先居里夫人和卢瑟福等人所领导的学派在 β 和 γ 放射性的研究上都有过极其重要的贡献。自从原子核裂变、原子核鏈式反应、反应堆等方面的工作得到一系列的发展后,一方面在放射性同位素的产量和放射性研究的技术装备上都有飞跃的进展,另一方面 β 和 γ 放射性研究在生产实践方面的重要性也显得更为突出。

从 19 世紀最后几年开始的 β 和 γ 放射性研究总是一个高潮接着一个高潮地向前跃进。往往我們认为对于这方面的了解已經很成熟了,可是轉眼之間又出現新的发现和成就。在本世紀 50 年代前后,很多研究原子核物理的学者把他們的注意力集中在放射性研究以外的各种問題上,可是在 60 年代的后期, β 和 γ 放射性研究又紧紧地吸引着一大羣热心的工作者。裹动着整个物理学界的弱相互作用中宇称不守恒問題和 γ 射綫无反冲共振散射都是出现在这个領域內的。

本书共分十一章。

第一章所談的是关于放射源制备的問題。一个合用的放射源是研究 β 和 γ 放射性的良好的开端。放射源問題牽涉到的面很广,原子核反应、化学純化和同位素濃縮等都和它有关系。在这一

章里只能把它們簡要地談一下。

第二章敘述 β 和 γ 射綫與物質的作用。這裡是從估計射綫能量的角度着眼的。利用 β 射綫在物質中的吸收來估計它們的能量是不太容易的，只有經過相當細致的分析，才能得到有意義的結果。 γ 射綫吸收系數的測定不僅在考慮 γ 射綫能量的問題上有意義，而且在設計屏蔽裝置等方面也很重要。

第三章討論 β 譜儀。這是研究 β 和 γ 射綫的主要儀器之一，射綫的動量或能量分布可以利用它來準確地測定。因為它是測量電子能譜的儀器，所以稱為 β 譜儀。不過，我們也可以用它來測量 γ 射綫所產生的次級電子的能譜，從而推算出初級 γ 射綫的能譜。

第四章和第五章分別討論 γ 射綫的能量和短壽命 γ 放射躍遷幾率的測定。這些測量事實上是對於原子核能級參數的測定，它們對於了解原子核的結構是很重要的。近年來新發現的無反沖共振散射將在第五章中談到，這一過程使我們能觀察到 γ 射綫或原子核能級的超精細結構。這方面研究的範圍和影響早就超越原子核物理的範疇，關於這一點，我們可以舉鐵磁性的研究和普遍相對論紅移效應的證明這兩個例子來說明。

第六章是對於 γ 放射基本理論——多極電磁輻射理論——的簡要敘述。關於 γ 放射躍遷幾率中牽涉到原子核結構模型理論等的更為細致的部分，將在第十章談。它是單純討論理論問題的一章。

第七章和第八章分別討論內轉換和級聯電磁輻射的角關聯，這是根據 γ 放射性測量來確定原子核能級特性的兩個重要方面。近年來由於實驗技術的改進，這兩方面研究的重要性愈來愈明顯。在內轉換現象上我們可以覺察到原子核結構的影響。根據級聯 γ 射綫角關聯來確定激發態原子核磁矩以及其他超精細結構的工作，都已經提到日程上來了。

第九章討論中微子、 β 譜的形狀和 β 衰變的 ft 值等方面的問題。這些研究都不牽涉到 β 衰變過程中宇稱是否守恆的問題，所以有時候也把它們稱為“經典的”，不過，在目前討論這些問題時，

在处理問題的方式上会或多或少地受到有关宇称問題的討論的影响,例如往往側重于应用矢量和赝矢量耦合起作用的公式等。

第十章簡要地談一下原子核壳层模型和集体运动模型。了解原子核結構是 β 和 γ 放射性研究的主要目的之一,从放射性研究所积累的数据是原子核結構模型理論的重要依据。另一方面,在討論 β 和 γ 放射性各方面的問題时,有时也需要有一个設想的原子核結構模型。

第十一章,也就是本书的最后一章,討論 β 衰变过程中的宇称和其他有关問題以及 β 衰变的基本規律。在这里用較多的篇幅来描述从各种各样的实验可能得到的結論,然后用簡洁明了的理論公式把这些結論表达出来。我們可以清楚地看到实验和理論在这方面的密切配合。本书是以原子核的 β 和 γ 放射性为其討論范围,不打算离題过远,不过,象普适費米相互作用那样和原子核 β 相互作用密切相关的問題,还是放在本章的最后談了一下。

和“原子核物理学”一书一样,本书是一个实验工作者为实验工作者而写的书,因此,书中自觉地和不自觉地貫穿着实验工作者的观点,即使在討論各种問題的理論方面时也是如此。这样,从事实验工作的讀者讀起来可能会觉得方便一些。不过,在理論方面的論述上,作者显然有点不自量力,只是为了使本书完整起見才勉力而为。希望讀者对于这方面所出現的缺点和錯誤,不吝加以指正。

本书并不是一本手册,不过,为从事具体研究工作的讀者方便起見,书中也附有一些經常用到的图表,例如生产放射性原子核的反应截面,各个原子壳层电子的束縛能,內轉換系数,角关联函数和 f_t 值等方面的图表。

限于作者的水平,虽然主观上期望不出現錯誤,但估計在书中出現錯誤的可能还是不小的。希望讀者不吝指正,以便再印时修改。

本书的出版和审校得到有关方面的大力支持,作者对此表示衷心的感谢。

梅鎮岳 1962年6月

目 录

序.....	iii
第一章 放射性原子核.....	1
§ 1. 放射性衰变的时间过程.....	2
§ 2. 天然放射性原子核.....	7
§ 3. 放射性原子核的人工制备.....	19
§ 4. 放射源的化学纯化或分离.....	33
§ 5. 放射源的同位素纯化或浓缩.....	42
参考文献.....	53
第二章 物质对于 β 射线和 γ 射线的吸收.....	54
§ 6. β 粒子的多次库仑散射.....	55
§ 7. β 粒子能量的电离损耗.....	57
§ 8. β 粒子产生的轫致辐射.....	61
§ 9. 阳电子(β^+ 粒子)的湮没.....	67
§ 10. β 粒子在物质中的吸收和射程.....	74
§ 11. 光电效应.....	78
§ 12. 康普顿效应.....	82
§ 13. 电子偶的产生.....	88
§ 14. γ 射线在物质中的吸收.....	95
参考文献.....	98
第三章 β 谱仪.....	100
§ 15. β 谱仪的主要参数.....	102
§ 16. 正比脉冲高度谱仪.....	105
§ 17. 静电场聚焦的 β 谱仪.....	121
§ 18. 纵向磁场聚焦 β 谱仪.....	121
§ 19. 横向磁场聚焦 β 谱仪.....	131
§ 20. β 谱仪中的放射源和探测器.....	145
§ 21. 用 β 谱仪进行的精密测量.....	152

参考文献	156
第四章 γ 射綫能量的測定	158
§ 22. 正比脉冲高度 γ 譜仪	159
§ 23. 晶体衍射 γ 譜仪	169
§ 24. 用 β 譜仪測定次級电子的能譜	179
§ 25. 利用光核反应測定 γ 射綫能量	194
§ 26. γ 射綫能量測定标准	197
参考文献	199
第五章 原子核 γ 放射跃迁几率的測量	200
§ 27. 原子核能級寿命的直接測量	201
§ 28. γ 跃迁能級的激发	215
§ 29. γ 射綫的共振散射和吸收	224
参考文献	241
第六章 多极电磁輻射理論	242
§ 30. 麦克斯韦方程的解	242
§ 31. 多极輻射場	258
§ 32. γ 放射跃迁几率	265
参考文献	272
第七章 內轉換	273
§ 33. 內轉換系数及其实驗測定	274
§ 34. 內轉換系数的計算	283
§ 35. 原子核結構对內轉換的影响	306
§ 36. 电子偶的內轉換, E_0 跃迁	320
参考文献	328
第八章 級联电磁輻射的角关联	329
§ 37. 角关联理論	330
§ 38. 級联电磁輻射的角关联	339
§ 39. 原子核外場对于关联实驗的影响	359
§ 40. 角关联实驗	371
参考文献	374
第九章 經典的 β 放射性实驗和理論	375
§ 41. 中微子	376

§ 42. β 跃迁	394
§ 43. 容許 β 跃迁	400
§ 44. 禁戒 β 跃迁	417
参考文献	435
第十章 原子核結構模型和 β, γ 放射性	437
§ 45. 原子核壳层模型	438
§ 46. 集体运动模型	455
§ 47. γ 跃迁几率和原子核結構模型	479
§ 48. f_t 值和原子核結構模型	490
参考文献	495
第十一章 β 衰变的基本規律和宇称問題	496
§ 49. 有关宇称問題的关键性实验	498
§ 50. β 衰变理論	539
§ 51. 普适費米相互作用	546
参考文献	558

第 一 章

放 射 性 原 子 核

原子核物理的研究可以說是从天然放射性原子核所放射的射綫的發現开始的。这些射綫是原子核內部发生变化的后果，它們是表征原子核起变化的訊号。从射綫的研究，我們有可能了解原子核的內部結構，以及原子核轉变的机制。所以放射性的发现，無論是在原子核物理的研究上，或是在整个科学史上，都有无可怀疑的重大意义。

在天然放射性原子核发现以后，人們又掌握了人工制备放射性原子核的方法。尤其是在各种类型的加速器建成以后，我們更能够用人工加速的粒子来襲击各种原子核，以引起后者的轉变。在絕大多数場合下，被襲击的原子核形成放射性原子核。放射性原子核的人工制备推进了人們对于原子核的了解，并且为从重原子核裂变获得巨大的能量創造了条件。

在国防和經濟建設上有极其重大的意义的反应堆的建成，一方面使得在学术上帶有基本性質的原子核物理学更受到重視，另一方面，反应堆生产的大量放射性原子核也有利于对原子核的放射性进行深入研究。

無論用加速器或反应堆制备的放射性原子核，它們中間只有少数是帶有 α 放射性的，而极大多数都是具有 β 和 γ 放射性的。本书就正是要集中討論有关 β 和 γ 放射性的問題。

对于原子核放射性的研究目前已进入到細致深入的阶段。研究用的放射源的化学純化和同位素的純化或濃縮已成为一个必需的过程。

除关于天然放射性原子核，放射性原子核的人工制备，放射源

的化学純化或化学分离和放射源的同位素純化或濃縮的討論外，在这一章的开端我們还将談一下放射性衰变的时间过程，作为我們对于 β 和 γ 放射性的探討的开始。

§ 1. 放射性衰变的时间过程

基本衰变規律 虽然在軌道电子俘获的衰变中以及牽涉到內轉換現象的衰变中，原子核所組成的原子的化学和物理状态会影响到放射性的过程，可是在一般情形下放射性衰变是一个統計过程，不受到原子核所組成的原子的化学或物理状态的影响。在某一定时间原子核的衰变率和当时所存在的能衰变的原子核的数目 N 成正比例：

$$dN/dt = -\lambda N, \quad (1.1)$$

这里 λ 是一个常数，称为衰变常数。

如果 N_0 是衰变开始时的原子核数，把(1.1)积分，就可以得到

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.2)$$

把 $N = N_0/2$ 和 $t = T$ 代入(1.2)，我們就能得到从衰变开始到原子核衰变掉一半所經過的时间 T ：

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}. \quad (1.3)$$

T 一般称为半衰期，是衰变原子核的重要特性之一。目前对于在 10^{-12} 到 10^{23} 秒之間的 T 值都能用实验方法測定。

另一个有用的代表衰变过程的常数是平均寿命 $\langle t \rangle$ ：

$$\langle t \rangle = \frac{1}{N_0} \int_0^{N_0} t(N) dN. \quad (1.4)$$

用改写变数为 $x = N/N_0$ 的办法积分，我們可以得到

$$\langle t \rangle = -\frac{1}{\lambda} \int_0^1 \ln x dx = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.5)$$

如果把(1.5)代入(1.2)，就可以得到

$$N(\langle t \rangle) = \frac{1}{e} N_0, \quad (1.6)$$

所以 $\langle t \rangle$ 也就是原子核数目衰变到原来的 $1/e$ 所需要的时间。

在大多数情形下实验所测定的都是 $\frac{dN}{dt}$, 它代表原子核的衰变率或放射性强度。但是

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.7)$$

放射性强度也以同样的指数规律减弱。

放射性强度或衰变率的单位是居里。居里原来的定义是和 1 克镭相平衡的氡的放射性强度。这个定义用起来非常不方便。现在通用的居里的定义是每秒有 3.7×10^{10} 个原子核衰变的放射性强度。常用的单位有毫居里(居里的千分之一)和微居里(居里的兆分之一)。

如果把一个放射性物质的放射性强度的对数作为时间的函数标绘在图上, 在只有一种衰变的情形下, 根据 (1.7) 所得到的曲线应该是一条直线。从直线的斜度可以得到衰变常数 λ 或半衰期。

另一方面, 我们也可以绝对地测量放射性强度 $\frac{dN}{dt}$ 和测定当时存在的放射性原子核的数目 N , 然后根据 (1.1) 和 (1.3) 来计算衰变常数 λ 和半衰期 T 。这个方法对于放射性强度在短时间内改变很少的长寿命放射性衰变的半衰期的测定很有用。

分支衰变 如果一个原子核同时进行几种不同形式的放射性衰变, 就会有相应个数的衰变常数。例如 Cu^{64} 同时有放射 β^+ 粒子和 β^- 粒子的衰变, 这时

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{\beta^+} &= - \left(\frac{dN}{dt} \right)_{\beta^+} / N, \\ \lambda_{\beta^-} &= - \left(\frac{dN}{dt} \right)_{\beta^-} / N, \end{aligned} \right\} \quad (1.8)$$

总的衰变常数

$$\lambda = \lambda_{\beta^+} + \lambda_{\beta^-}. \quad (1.9)$$

可是

$$\lambda_{\beta^+} / \lambda_{\beta^-} = \left(\frac{dN}{dt} \right)_{\beta^+} / \left(\frac{dN}{dt} \right)_{\beta^-}, \quad (1.10)$$

所以根据各部分射线的相对强度和测量所得的衰变常数 λ , 就能从 (1.9) 和 (1.10) 计算出 λ_{β^+} 和 λ_{β^-} 。实验所能观察的只是一个总

的半衰期。部分半衰期虽然能計算得到，但是它只是一个理論上的概念，代表其它衰变方式不出現、衰变只是以一种方式来进行时原子核衰变一半所需要的时间。在实际上这种过程是无法实现的。

两次串連衰变 如果有两种衰变串連起来，情况就要复杂一些。假設第一次衰变的原子核衰变常数是 λ_1 ，衰变后的原子核又进行第二次衰变，衰变常数是 λ_2 。 N_1 和 N_2 各为第一次衰变后和第二次衰变后所存在的原子核的数目。我們有下列关系：

$$N_1 = (N_1)_0 e^{-\lambda_1 t}, \quad (1.11)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} - \lambda_2 N_2. \quad (1.12)$$

把(1.11)代入(1.12)，可以得到

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 (N_1)_0 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2. \quad (1.13)$$

假設 $t = 0$ 时 $N_2 = 0$ ，解微分方程(1.13)，可以得到

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (N_1)_0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (1.14)$$

如果原子核的第一次衰变寿命比第二次的要短得多，也就是 $\lambda_1 \gg \lambda_2$ ，則当 t 相当大时，(1.14)可以簡化为

$$N_2 = (N_1)_0 e^{-\lambda_2 t}. \quad (1.15)$$

这种情形可以看做第二次衰变是在第一次衰变完毕才开始的。

在另一个极端情形下，如果第一次衰变寿命非常长，或 $\lambda_1 \ll \lambda_2$ ，則当 t 相当大时，我們可以认为 $e^{-\lambda_1 t} \gg e^{-\lambda_2 t}$ ，所以 N_2 接近于

$$N_2 = (N_1)_0 e^{-\lambda_1 t} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right). \quad (1.16)$$

如果第一次衰变寿命长到这样一个程度，使得 $e^{-\lambda_1 t}$ 值在实验过程中变化很小，我們就可以有

$$(N_2)_\infty = (N_1)_0 (\lambda_1 / \lambda_2). \quad (1.17)$$

这就是 N_2 达到长期平衡的数值，它和 N_2 的起始数值无关。

当放射源是以均匀的速率来制备的，例如从加速器或反应堆制备放射源或从长寿命衰变的母体得到放射源时，就能达到(1.17)

所表示的平衡状态。在这些情形中,经过几个第二次衰变的半衰期后, N_2 会到达它的平衡值。这时它的衰变率 $\lambda_2(N_2)_\infty$ 和均匀的产生率 $\lambda_1(N_1)_0$ 相等。图 1.1 表示(1.15)和(1.16)两种衰变类型的图解。

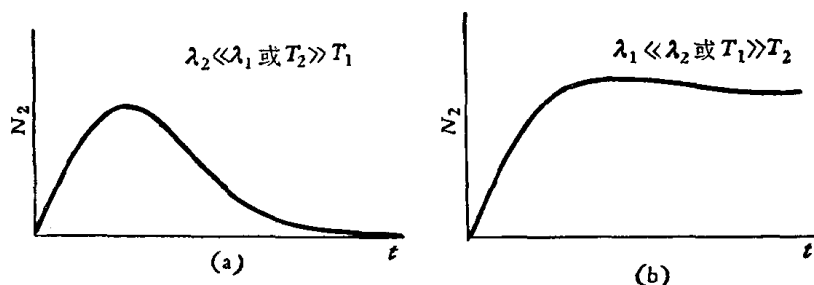


图 1.1 原子核的衰变。

多次串连衰变 如果有一连串的、多于两次的衰变,也可以用类似上节的处理来得到衰变各个阶段原子核数目随时间而变化的情形。采用类似于前面的符号时,我们可以列出原子核数目变化率的方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1, \\ \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2, \\ \frac{dN_3}{dt} &= \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3, \\ \frac{dN_i}{dt} &= \lambda_{i-1} N_{i-1} - \lambda_i N_i. \end{aligned} \right\} \quad (1.18)$$

如果我们能确定起始条件,就能把这些方程积分求解。例如,如果衰变开始时只有一种原子核,则

$$N_1(0) = N_{10}, N_2(0) = 0, N_3(0) = 0, \dots \quad (1.19)$$

在这种情形下,(1.18)的解是

$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t}, \quad (1.20)$$

$$N_2 = \lambda_1 N_{10} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_2 - \lambda_1} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_1 - \lambda_2} \right), \quad (1.21)$$

$$N_3 = \lambda_1 \lambda_2 N_{10} \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right], \quad (1.22)$$

事实上,公式(1.21)和(1.14)是一样的,这说明原子核衰变的几率与衰变后的原子核是否可能有放射性衰变无关。

混合衰变 在实验上往往会遇到两种或两种以上在衰变系统上没有关系的放射性衰变混合在一起的情形。如果它们的衰变率相差比较大,我们就有可能用图解或分析方法把它们区分开来。

根据衰变规律,两种放射性衰变的混合物的总放射性强度 $-\left(\frac{dN}{dt}\right)$ 和每一种放射性衰变的起始放射性强度 $-\left(\frac{dN}{dt}\right)_{10}$ 和 $-\left(\frac{dN}{dt}\right)_{20}$ 的关系是

$$-\left(\frac{dN}{dt}\right) = -\left(\frac{dN}{dt}\right)_{10} e^{-\lambda_1 t} - \left(\frac{dN}{dt}\right)_{20} e^{-\lambda_2 t}, \quad (1.23)$$

所以

$$\ln \left(\frac{dN}{dt}\right) = \ln \left[\left(\frac{dN}{dt}\right)_{10} e^{-\lambda_1 t} + \left(\frac{dN}{dt}\right)_{20} e^{-\lambda_2 t} \right]. \quad (1.24)$$

如果 $\lambda_1 \gg \lambda_2$, 那么,经过一段比 $1/\lambda_1$ 大得多的时间以后,(1.24)括弧中的第一项可以略去,于是我们就得到

$$\ln \left(\frac{dN}{dt}\right) = \ln \left(\frac{dN}{dt}\right)_{20} - \lambda_2 t. \quad (1.25)$$

因此,根据 $\ln \left(\frac{dN}{dt}\right)$ 对于 t 标绘的渐近直线的斜度,我们就能得到 λ_2 . 渐近直线在 $\ln \left(\frac{dN}{dt}\right)$ 坐标轴上的截距就是 $\ln \left(\frac{dN}{dt}\right)_{20}$. 根据 λ_2 和 $\ln \left(\frac{dN}{dt}\right)_{20}$ 的数值,我们就能把

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_2 = \left(\frac{dN}{dt}\right)_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (1.26)$$

作为 t 的函数计算出来。从(1.23)和(1.26)可以得到

$$\ln \left[\left(\frac{dN}{dt} \right) - \left(\frac{dN}{dt} \right)_2 \right] = \ln \left(\frac{dN}{dt} \right)_{10} - \lambda_1 t,$$

所以总放射性强度和长寿命放射性强度之差的 $\ln$ 作为时间 t 的函数的标繪应该是一条直线,它在 $\ln \left(\frac{dN}{dt} \right)$ 轴上的截距是 $\ln \left(\frac{dN}{dt} \right)_{10}$,斜度是 λ_1 .

如果参加混合的放射性衰变多于两个,我們也可以用同样的办法,先把寿命最长的放射性的常数定下来,然后确定寿命稍短一点的,最后再确定寿命最短的. 图 1.2 表示如何从混合放射性衰变曲线得到单个放射性的衰变曲线.

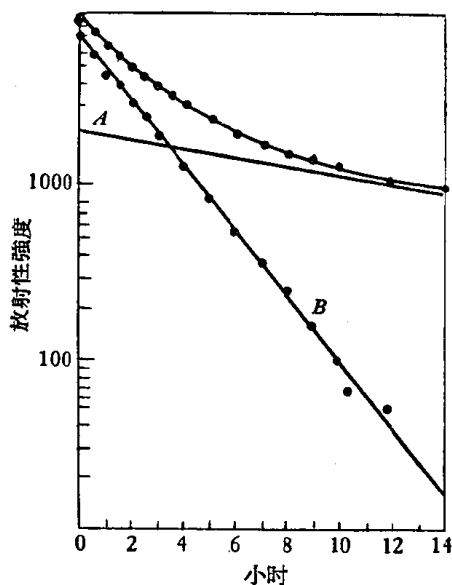


图 1.2 放射性铋的衰变.

§ 2. 天然放射性原子核^[1]

发现天然放射性的历史 天然放射性是亨利·倍克勒耳所发现的. 当时X射线刚刚发现了几个月,许多人对于X射线的来源有所揣测,他们认为X射线管的玻璃管壁上的磷光可能与X射线的来源有关. 这种磷光看来是和X射线同时发出来的. 因此,人们就产生了这样一个问题:在普通光线照射下能发出磷光的物体是否也能发射X射线?倍克勒耳就用他15年前所制备的铀和钾的复硫酸盐来进行试验. 这种样品是一种紫外线照射后能发生磷光的晶体. 他让它经过光线照射,然后用黑纸包好,放在照相底板下面,而且还用一块银片把两者隔开. 经过几小时后把照相底片拿去显影,他发现底板已经感光. 这表示从铀盐中有穿透性的射线放射出来. 接着他又进行了一些实验,证明这种射线和磷光无关.

而且任何鈾盐或金属鈾都有这种放射性。現在我們知道，这种使照相底板感光的射綫是鈾和它的放射性衰变产物所放射的。

鈾所放射的射綫强度很微弱，要經過相当长的時間才能使照相底板显著地感光。利用电离效应来对它們进行探测比用照相底板要灵敏些，居里夫人曾經利用电离效应来研究許多物質的放射性。

經過細致的研究以后，居里夫人发现釷也有放射性。而且居里夫妇在系統地研究含鈾物質的放射性的时候，发现瀝青鈾矿中有其他两种放射性很强的物質：其中有一种可以用化学方法和鋇一同分离出来，为了紀念她的祖国——波兰，居里夫人把它取名为釷(Polonium)；另一种和鋇有类似的化学性質，由于它有强烈的放射性，便定名为鐳(Radium)。

此后，别的天然放射性物質也陸續地被人发现。直到近年来还有人发现新的天然放射性物質。例如，从自然界存在的錒、鐳和鐳等能探测到微弱的放射性。不过这些元素的放射性是非常微弱的，必須先把它們的放射部分濃縮起来，并用灵敏的探测方法，才能观察到它們的放射性。

天然放射性原子核的分类 如果我們不考慮由于人为的原子核爆炸以及其他各种原子核試驗在自然界中遺留下来的放射性物質，天然存在的放射性原子核可以分为下列三类：第一类是在地球形成时已經存在的寿命很长的、重的放射性原子核和它們的衰变产物，它們构成三个系列；第二类是不属于这三个系列的长寿命放射性原子核，它們也是在地球形成时就已經存在的；第三类天然放射性原子核的寿命比起地球的年龄来要短得多，它們是宇宙綫和地球表面或地球外围气体作用后所产生的。

天然放射性重原子核 我們通常很熟悉的天然放射性原子核，例如鈾、鐳和釷等，都是属于这一类的。无論从原子核物理学发展的历史来看，或是从它們中間存在着核燃料的重要性来看，这类放射性原子核都值得我們特別加以注意。这类原子核大多具有 α 放射性，只有一小部分有 β 放射性。除长寿命的放射性原子核