

用半导体探测器 探测 α 粒子

〔法〕让·唐居伊 著
于立德 译

14

原子能出版社

绪 论

在铀萃取工厂里，连续测量溶液里 α 辐射体的放射性是检查萃取过程的一项重要工作。人们知道，在反应堆中， U^{238} 俘获 U^{235} 的裂变中子后，经过两次 β 衰变生成 Pu^{239} 。一部分 Pu^{239} 在辐射过程中会俘获中子变成 Pu^{240} ，它再俘获中子时，便形成 Am^{241} ，然后又形成了半衰期更短的其他元素： Gm^{241} ， Gm^{243}，其数量取决于辐照率。上述元素在反应堆里出现，使铀棒不仅含铀元素(U^{234} ， U^{235} ， U^{238})，还含钚、超铀元素和裂变产物。由于反应堆的放射性强度增加是有一定限制的，又由于生成的吸收中子的元素(Xe^{135} ， Sm^{149})降低了堆的反应性。所以上述产物大量积累后，就要扰乱反应堆的运转，加上核燃料的贫化，因此需要定期地更换和再处理铀棒。法国的这种处理工作是在马库尔和阿格的萃取厂进行的。工厂的任务是分离元素，生产铀、钚和某些裂变产物(Cs^{137} ， Sr^{90} ， Co^{60})。

铀、钚和裂变产物的分离是利用了磷酸三丁酯(TBP)溶剂的性质，采用化学方法进行的。TBP溶剂能够从水溶液里有选择地萃取六价铀和四价钚，而不萃取三价钚和裂变产物^[1]。

在分离流程的首端，先把除去镁包壳的铀棒放在硝酸里溶解，然后把溶液送到分离流程的第一循环。该循环的各级里，采用了溶剂逆向流动过程，使元素逐步得到分离。

另一个循环是使元素纯化和浓缩，最后得到金属态的元素。上述全部操作都是连续进行的，并且越来越自动化。为了检查和指导分离的进程，在各分离阶段上测量钚、铀和裂变产物的浓度是重要的。

关于钚的测量。钚浓度低时（低于1克/升），最精确的方法是测量钚辐射的 α 粒子（它的比放射性强度： 2.2×10^9 衰变/克Pu·秒）。钚浓度高（高于1克/升）时，自发裂变产生中子， α 与 O^{17} , O^{18} , N^{14} 等的 (α, n) 反应也产生中子，这样使中子数目相当多，可用中子辐射测量法代替 α 测量法^[2]。

关于铀的测量。铀的 α 放射性强度只有钚 α 放射性强度的 10^{-5} ，最好采用更灵敏的密度测量法。裂变产物的探测是用 γ 计数或用 γ 谱仪实现的。

因为 α 粒子的射程很短（钚的 α 在水中的射程为40微米），加上 α 辐射体存在于硝酸溶液或TBP溶剂里，而硝酸或溶剂对多数探测器又有腐蚀作用，所以给测量 α 辐射带来了困难。为此，必须用很薄的屏蔽物（但能允许 α 穿过）把探测器保护起来，并把探测器放到最靠近溶液的地方去测量。此外，跟钚一起的还可能有其它 α 辐射体，如铀、钍、镭，它们辐射的 α 能量与钚的 α 能量接近，因此给探测钚 α 带来了很大困难。给测量带来更大困难的是存在裂变产物。裂变产物在分离流程首端有非常强的放射性，顺着流程下去逐渐减弱。裂变产物包含如下元素： Zr^{95} - Nb^{95} ， Cs^{137} ， Sr^{90} ， Ge^{144} ，它们的 β 或 γ 辐射不影响对 α 辐射的测量。

为了克服上述困难，研制出了各种仪器^[3-9]，总括起来可以分为两大类：一是用聚四氟乙烯（téflon）或聚乙烯邻苯二甲酸（mylar）膜把探测器保护起来，使它接触待分析液；

另一是使探测器与放射性液保持一定距离。马库尔厂用的仪器^[10]有个鼓轮装置，鼓轮下部浸在溶液里，它一转动就带出一薄层液体，从而限制了探测器接受 β - γ 放射性。

α 的测量几乎在所有情况下都是用闪烁探测器的。该探测器由硫化锌闪烁体和光电倍增管组成。闪烁体必须能做成很薄的片(厚度在20—30微米时才能消除 β - γ 对 α 测量的影响)，更重要的是，要确保它对 α 的发光效率比对 β 的高。

我们研究的目的是制出一种由半导体探测器组成的新型仪器，它的能量分辨率和线性都很好，比硫化锌闪烁探测器的测量精确。实际上，硫化锌闪烁体是由粘合剂(硝酸纤维)把硫化锌的颗粒粘合而成的集合体，所以它是非匀质的探测器：入射粒子的一部分能量可能损耗在两个ZnS颗粒之间的物质中，因此，探测器的输出脉冲与入射粒子能量不严格成正比例。探测效率取决于颗粒大小和集合体里粘合剂的含量^[11]。另外，光脉冲的下降时间常数(3×10^{-6} 秒)很大，在强 β - γ 射线下容易产生脉冲叠加。

然而，半导体探测器能够测出带电粒子的精确能谱，也能用电子学方法把同一溶液里的不同 α 辐射分开。由于电离电荷的收集时间非常短(10^{-9} — 10^{-8} 秒)，可用宽频带电子线路减少 β - γ 的脉冲叠加数。另外，可用外加偏压来选取探测层的有效厚度，这对于根据 β - γ 射线强度来选取相应的探测层有效厚度，带来了很大的方便。

第 一 篇

用半导体探测器测量溶液里 α 辐射体的放射性

本篇討論只存在 α 輻射体的情况，而不考虑 β - γ 輻射体和裂变产物。

第一章 用半导体探测器探测带电粒子

§ 1.1 探 测 器

1949年, 麦凯^[12](Mackay)首先发明了半导体核粒子探测器。1960年以来, 这种探测器得到了非常迅速的发展, 涌现出大批论文^[13-18]。锂扩散补偿技术的出现, 使探测器获得了更大更厚的有效探测层。

在核物理实验中, 探测器主要类型有: P-N 或 N-P 结扩散型硅探测器, 面垒型探测器, 锂漂移型硅或锗探测器。锂漂移型探测器用在谱仪上探测高能粒子, 或者用来探测 γ 射线(锗探测器); 面垒型探测器和扩散型探测器特别适于探测低能重粒子。本文研究的问题, 是在 β - γ 共存时测量 α , 所以有效探测层要很薄, 只能使用面垒型和扩散型探测器。

下面回顾一下 P-N 结型探测器的工作原理, 面垒型探测器的工作原理由此容易推论。

1.1.1 P-N结

P-N 结就是导电性相反的 P, N 两区之间的过渡层。把 P 型杂质扩散到 N 型硅里, 便得到了 P-N 结。例如, 使 N 型硅里含有五价的杂质 Pb, As, Sb (这些杂质带过剩的电子, 称为施主杂质); 或使 P 型材料里含有三价的杂质 B, Al, Ga, In (这些杂质夺取了晶格上的一个电子, 称为受主杂质)。

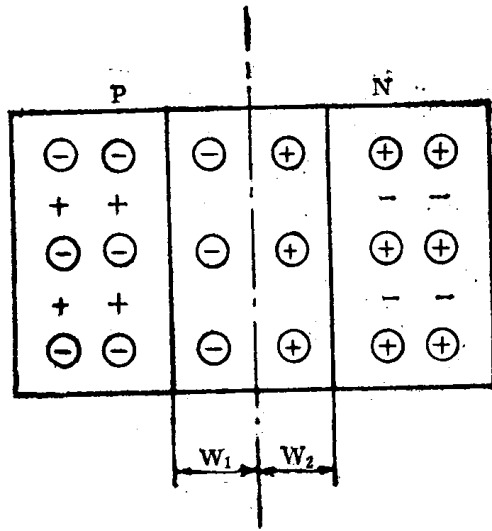


图 1 P-N 结

我们知道，N 区有多余的电子，P 区有多余的空穴，把 P, N 两区紧密接触时，N 区空穴浓度比 P 区低，结附近的空穴便由 P 区扩散到 N 区，同样地，N 区的电子向 P 区扩散。P 区的空穴对应着电离中心，空穴扩散走后，形成负的空间电荷。同理，N 区的电子扩散走后，形成正的电离中心，为正空间电荷。这样，过渡层就出现了电场 E ， E 的方向与后来的载流子迁移方向相反，在空间电荷层的两边出现一扩散电压 V_D 。

a) 结电场

如果在结上加一个外加电压 V_a ，方向与扩散电压 V_D 相同，那么，就加强了内电场。该电场排斥两个区域 (P, N) 的自由载流子，使空间电荷层加厚。这个空间电荷层也叫做耗

层。粗略地假设电场和电压表达式是 P-N 结距离 X 的函数，解泊松方程得到

$$\frac{d^2V}{dX^2} = -\frac{\rho_V}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.1)$$

式中， ρ_V 为空间电荷密度，

$$\text{对 N 区, } \rho_V = qN_D$$

$$\text{对 P 区, } \rho_V = -qN_A$$

q 是电子电荷； N_A 是每立方厘米内受主杂质的原子数； N_D 是每立方厘米内施主杂质的原子数。

空间电荷层里的电场形状如图 2 所示。

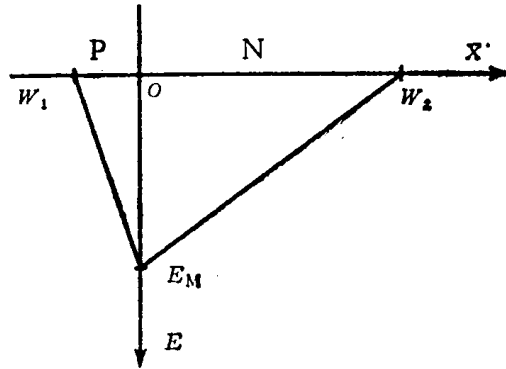


图 2 P-N 结电场

在 N 区， $E(X)$ 随 X 变化的表达式为

$$E(X) = \frac{dV}{dX} = E_M \left(1 - \frac{X}{W_2} \right) \quad (1.2)$$

在 P-N 结，电场有最大值；在 $X=W_2$ 处，电场为零。电场最大值为

$$E_M = -q \frac{N_A W_1}{\epsilon\epsilon_0} = -q \frac{N_D W_2}{\epsilon\epsilon_0}$$

式中, W_1 是 P 区的空间电荷层厚度; W_2 是 N 区的空间电荷层厚度。

将(1.2)式积分便得

$$E_M = \frac{2V}{W_2}$$

式中, $V = V_a + V_D$, V_a 为外加电压; V_D 为扩散电压。

该电场能使电荷在复合之前就被收集起来, 所以在探测粒子时十分重要。

b) 空间电荷层的厚度

为了阻挡粒子, 空间电荷层应有足够的厚度。已经证明, 空间电荷层向 P 或 N 区扩展的深度是同杂质浓度成反比的, 即

$$N_A W_1 = N_D W_2$$

在 P-N 结, 扩散层的掺杂比基极材料 N 的掺杂强得多 ($N_A \gg N_D$), 所以空间电荷层基本上是向 N 区扩展。当外加电压比扩散电压高得多时, 即 $V_a \gg V_D$ 时, 可以得到

$$W_2 \doteq \left(\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0 V_a}{q N_D} \right)^{1/2}$$

或者

$$W_2 = (2 \varepsilon \varepsilon_0 \mu_n V_a \rho)^{1/2}$$

式中, μ_n 为载流子在 N 型硅里的迁移率, $\mu_n = 1300$ 厘米²/伏·秒; ρ 为硅的电阻率 (以欧姆·厘米为单位)。

利用上述值, 并忽略 P 区的空间电荷厚度 W_1 , 便可得到空间电荷层厚度的表达式 (采用实用制单位):

$$\text{对于 N 型硅, } W = 0.5 (V_a \rho)^{1/2} \quad (1.3)$$

$$\text{对于 P 型硅, } W = 0.3 (V_a \rho)^{1/2} \quad (1.4)$$

式中, V_a 以伏为单位; W 以微米为单位。

c) 结电容

自由载流子逸出的空间电荷层具有静电容。在 N 区的电容为

$$C = \left(\frac{\epsilon \epsilon_0}{2 \mu_n \rho V_a} \right)^{1/2}$$

考虑 N 型硅，把 $\mu, \rho, \epsilon, \epsilon_0$ 等值代入此式便得到

$$C \doteq \frac{2.3 \times 10^4}{(\rho V_a)^{1/2}} \quad (1.5)$$

式中， C 的单位是微微法/厘米²。

d) 带电粒子的探测

根据上述讨论，我们可以把探测器的耗尽层看作厚度为 W 的电离室，电离室具有电场 E ，电极由两边的非耗尽层构成。

带电粒子通过结时，释出载流子(电子和空穴)，载流子在电场作用下进行运动，然后被电极收集，在电阻 R 端产生电信号。

当粒子的全部能量都损耗在探测器里时，收集到的电荷正比于粒子能量。应当注意到，在扩散层 P 里产生的电子-空穴对不能全部被收集，因为在强掺杂区，电场范围很窄，载流子的寿命也是极

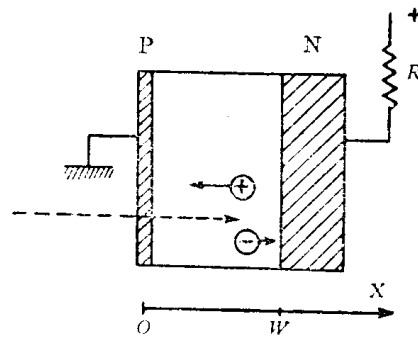


图 3

短的^[20]。实际上，扩散层 P 构成了探测器的窗，当减少扩散层厚度时，也就减少了探测器的窗厚。在最好的情况下，

扩散型探测器的窗厚可达到 0.1 微米左右，面垒型探测器的窗厚约为 100 埃。

1.1.2 面垒型探测器 首先把 N 型硅片的表面氧化，然后沉积上一薄层金，制成了面垒型探测器。最近有人^[21]指出了氧在势垒形成过程中所起的作用。氧在半导体表面上形成电荷，构成所谓反型层，即导电性与基极材料相反的层。

人们制出了空间电荷层随电阻率和外加偏压变化的面垒型探测器。也制出了具有这种性质的扩散型探测器。

实际上，减少窗厚就是减少金层的厚度。用很简单的制造工艺便可得到大面积的窗(9 厘米²)。

鉴于上述两个理由，可以利用这种探测器来测量弱 α 放射性溶液。

当把硅片的总厚度限制在 100 微米时，便可以大大减少 β-γ 射线的影响(第二篇)。

§ 1.2 电子线路

半导体探测器输出信号是非常微弱的，因为它是由入射粒子通过结时释放出的电荷形成的，还未经过放大。

设 E 为粒子在探测器里损耗的能量，它产生的电子-空穴对则为

$$N = \frac{E}{\delta}$$

δ 表示产生单位电子-空穴对所需要的能量(在半导体硅里， $\delta=3.6$ 电子伏)。

总电荷为

式中， W_1 是 P 区的空间电荷层厚度； W_2 是 N 区的空间电荷层厚度。

将(1.2)式积分便得

$$E_M = \frac{2V}{W_2}$$

式中， $V = V_a + V_D$ ， V_a 为外加电压； V_D 为扩散电压。

该电场能使电荷在复合之前就被收集起来，所以在探测粒子时十分重要。

b) 空间电荷层的厚度

为了阻挡粒子，空间电荷层应有足够的厚度。已经证明，空间电荷层向 P 或 N 区扩展的深度是同杂质浓度成反比

$$Q = qN = q \frac{E}{\delta}$$

探测器端收集的电压为

$$\Delta V = \frac{Q}{C} = \frac{qE}{\delta C}$$

式中， C 为探测器固有电容（或探测器电容）， q 为电子电荷。

当能量为 5 兆电子伏的粒子全部能量损耗在固有电容为 100 微微法的探测器里时，收集电压为

$$\Delta V = 2.22 \times 10^{-3} \text{伏}$$

为了分析信号的能量，需要有高倍数、低噪声的放大线路。

谱仪的典型线路包括低噪声前置放大器和接在它后面的主放大器，主放大器包含一个或几个信号微分单元和积分单元。

这些单元的频带可以选择，可使信号-噪声比最大。图4是我们用的谱仪和计数线路方框图。

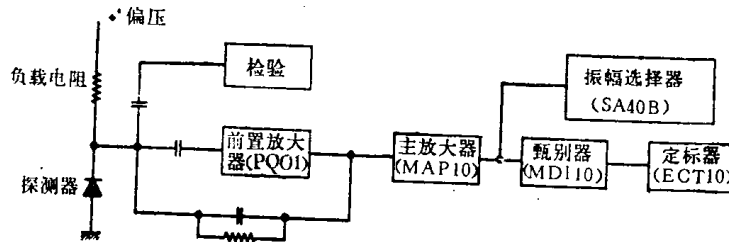


图 4 谱仪和计数线路

1.2.1 电荷灵敏前置放大器 电荷灵敏前置放大器（图 5）里有个电容负反馈单元，它在放大器输入端引进的电容比探

测器电容大得多^[22-25]。在这种条件下，输出信号不依赖于探测器电容和外加偏压。

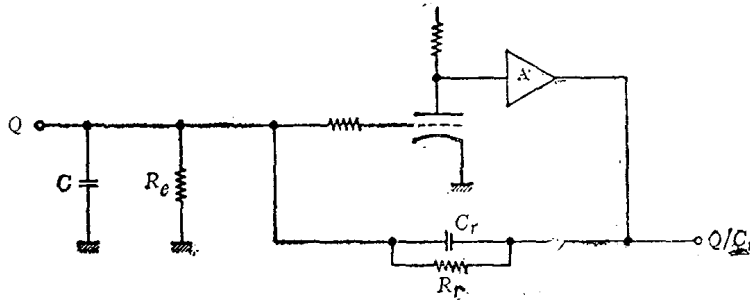


图 5 电荷灵敏前置放大器

在前置放大器的输入端出现电荷 Q 时，输出端的电压为

$$V_s = \frac{Q}{\frac{C_e}{A} + C_f \frac{A+1}{A}}$$

式中， A 是放大器开路时的放大倍数； C_e 是探测器电容和寄生电容之和； C_f 是反馈电容。

当 A 值很大， $\frac{C_e}{A}$ 对 C_f 来说可以忽略时，输出电压变为

$$V_s = \frac{Q}{C_f}$$

负反馈电容延长了脉冲的上升时间，而由高负载电阻和探测器电容所决定的脉冲下降时间有时长达几个毫秒。虽然前置放大器后面的微分单元能减少脉冲下降时间，但这类前置放大器也不适于快计数。为了在强 β - γ 场下探测 α ，我们将采用电流型快前置放大器(第八章)。

1.2.2 探测器和放大器的总噪声及能量分辨率 谱线展宽有两个原因：一是探测器里产生的电荷数有统计涨落；一是探测器反向电流和前置放大器噪声引起的电子线路噪声。

实验上习惯于把谱线半宽度定义为能量分辨率。分辨率与高斯分布的均方根 σ 有下列关系

$$R = 2.35\sqrt{\sigma}$$

a) 电荷数的涨落

N 个载流子的标准偏差为

$$\sigma_N = \sqrt{N} = \sqrt{\frac{E}{\delta}}$$

能量分布的标准偏差为

$$\sigma_S = \delta\sigma_N = \sqrt{E\delta}$$

实验上观察到的均方根值 σ' 低于 σ ，考虑到该减少量，便引进法诺因子 F ，

$$\sigma' = \sqrt{F}\sigma_S, \text{ 这里 } F < 1$$

这时，按统计法推算的分辨率变为

$$R_S = 2.35\sqrt{F\sigma E}$$

b) 电子线路的分辨率

线路的分辨率主要受探测器的反向电流、探测器电容、前置放大器输入单元的栅流和板流的影响。

我们用探测器-放大器系统的等效电路(图6)来计算上述因素引进的噪声。

在这个等效电路图上，探测器用电容 C 表示，放大器用

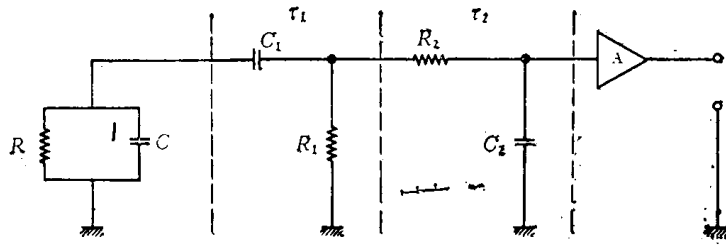


图 6 探测器——放大器系统的等效电路

时间常数为 τ_1 和 τ_2 的积分单元和微分单元表示。

可以把电子线路的噪声表示为输入端的等效电荷。在远小于放大器响应时间的时间内,电路输入端出现电荷 $(\bar{Q}^2)^{1/2}$,它在输出端产生的信号等于测得的有效噪声。

$$Q_e = \frac{C\sqrt{V^2}}{P(t)} \text{ (库仑)}$$

式中, $P(t)$ 表示定标单元的响应函数; V^2 表示噪声电压的平方值。

电荷分布的标准偏差为

$$\sigma_Q^2 = \bar{Q}^2, \text{ 其中 } Q = Ne = \frac{E}{\delta} e$$

能量的分布为

$$\sigma_E = \frac{\delta}{e} \sigma_Q$$

电子线路的分辨率为

$$R_E = 2.35 \sigma_E = 2.35 \frac{\delta}{e} (\bar{Q}^2)^{1/2}$$

古尔丁(Goulding)和汉森(Hansen)^[26,27]计算过不同噪声源的贡献,我们把他们的结果直接表示为分辨率的损失,并