

半导体探测器

半导体探测器是一种以半导体材料作为探测介质的新型核辐射探测器，它有很好的能量分辨能力。随着半导体材料和低噪声电子学的发展以及各种应用的要求，先后研制出了 P-N 结型探测器、锂漂移型探测器、高纯锗探测器、化合物半导体探测器以及其它类型半导体探测器。

第一节 半导体的基本知识和半导体探测器的工作原理

根据物质导电能力，物质可分为导体、绝缘体和半导体。物质的导电能力可用电阻率 ρ 来表示，单位为 $\Omega \cdot \text{cm}$ 。导体的电阻率在 $10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ 以下，绝缘体的电阻率在 $10^{14} \Omega \cdot \text{cm}$ 以上，半导体的电阻率介于它们之间，一般在 $(10^{-2} \sim 10^{-9}) \Omega \cdot \text{cm}$ 范围内。

半导体通常以晶体形式存在，晶体可分为单晶体与多晶体。在单晶体中，所有原子都连续地按同一规律整齐地排列，这称为晶格。多晶体是由许多小晶体颗粒杂乱地堆积起来的，因此多晶材料是不均匀的。半导体探测器多是由单晶材料制造的。

一、 半导体材料的电特性

在单晶中，原子紧挨形成晶格排列，相互之间有电磁力作用。因此晶体中电子的能量就和孤立原子不同。孤立原子中的电子只能存在于一定能级上，能级之间是禁区，电子不能存在。对于单晶体，原子间存在着电磁力，相应孤立原子的能级就分裂成很多十分靠近的新能级，由于单位体积内原子数目非常多，这些分裂彼此之间非常靠近，可以看作连续的，这种连续的能级形成一个能带。

导体、绝缘体和半导体的能带如图 3.1 所示

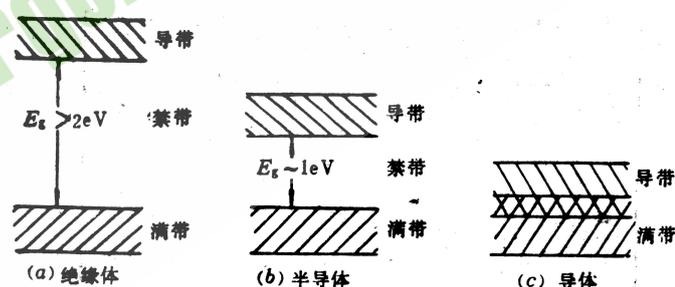


图 3.1 半导体、导体和绝缘体的能带图

图 3.1 所示的满带是由各孤立原子的基态分裂出来的能级，导带是由孤立原子各激发态分裂出来的能级。

满带和导带之间的禁区称为禁带, 禁带宽度称为能隙, 用 E_g 表示, 单位为eV。半导体与绝缘体、导体之间的差别在于禁带宽度不一样。

由于导体不存在禁带, 满带和导带交织在一起, 导电性能好;

绝缘体的禁带最宽, 约(2~10)eV, 导电性能最差;

半导体的禁带较窄。约(0.1~2.2)eV, 导电性能比绝缘体好, 而次于导体。用作半导体探测器材料的性能列于表 3.1 中。

二、本征半导体

理想的不含杂质的半导体在无外界作用时, 导带中的电子和满带中的空穴都应由热激发产生, 而且电子数目严格地等于空穴数目, 这样的半导体材料称为本征半导体。

在有外界作用时, 如在光、热或核辐射的作用下, 满带中的电子就会获得能量而被激发到导带, 这样的电子如同自由电子一样, 能在晶体内运动, 参与导电, 这就是所谓电子型导电。

满带中的电子被激发到导带而在满带中留下的空穴也参与导电, 这是因为满带内空穴很容易被邻近原子的电子占据, 而这个失去电子的原子又产生一个新的空穴, 从效果上看好像空穴移动了, 这就是空穴型导电。

电子和空穴统称为载流子。

本征半导体中热激发产生的载流子称为本征载流子。

本征电子、空穴数目与温度 T 和禁带宽度 E_g 有关。 T 越高, E_g 越小, 产生载流子数越多。同时, 电子空穴相遇复的概率也就越大。

在一定温度下, 产生率与复合率达到相对平衡, 使半导体中保持一定数目的载流子。

理想的完全不含杂质的半导体材料很难找到。现有的实用纯度最高的半导体硅和锗, 其载流子浓度的经验公式为:

$$\text{硅: } n_i^2 = 1.5 \times 10^{33} e^{-1.21/kT} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{锗: } n_i^2 = 3.1 \times 10^{32} e^{-0.785/kT} \text{ cm}^{-3} \quad (3.2)$$

式中 n 的下标“i”表示本征材料。在室温下($T=300\text{K}$), 本征硅和锗的载流子浓度为:

$$\text{硅: } n = p = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{锗: } n = p = 2.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \quad (3.3)$$

由此可见, 由于半导体的能隙 E_g 较小, 在室温下, 甚至在更低温度下,

也会产生本征载流子。

三、P型和N型半导体

本征半导体的导电性能较差。为了提高半导体的导电性能,人们常常利用半导体中存在的两种导电机制,通过加入适当的杂质,以获得**电子型半导体(N型半导体)或空穴型半导体(P型半导体)**。

我们以晶体硅为例,锗和其它半导体材料具有与硅类似的性质。当在四价单晶硅中掺入少量的五价元素磷时,磷原子将占据晶格中的一个位置,替换一个常态硅原子。磷原子和相邻四个硅原子形成共价键[如图3.2(a)所示],剩余的第五个价电子

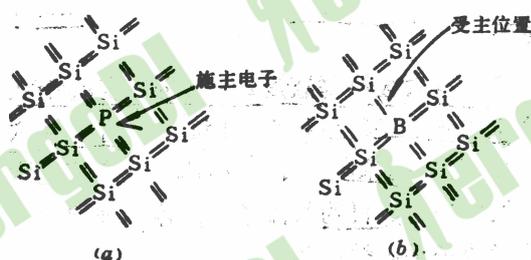


图 3.2 占据晶体中的一个取代晶格位置的杂质原子示意图

(a) 四价硅中掺入五价磷; (b) 四价硅中掺入三价硼

与磷原子结合不很紧密,只要很小的能量(小于 0.05eV)就可以激发电离而成为自由电子,参与导电,而磷原子成为带正电的离子。但这种杂质离子不像空穴,它是固定在晶格中的不能迁移的,故并不参与导电。这种半导体的导电主要是由电子贡献的,所以叫电子型或N型半导体。

这种把电子贡献给导带的杂质称为“施主杂质”。

常用的施主杂质有磷、砷、锑、锂等。

杂质不是半导体晶格的组成部分,那些结合不紧密的多余电子可以在禁带中占据一个位置,它们总是具有接近禁带上部的能量,称为“施主能级”(如图3.3(a)所示)。

对于锗,施主能级距导带底部仅 0.05eV ,对于硅、磷、砷距导带底部是 0.04eV ,锑是 0.04eV ,锂是 0.03eV 。

在硅中掺入少量三价元素硼,硼原子同样会占据一个晶格位置,因为它只有三个价电子,与邻近四价硅原子只能形成三个共价键时(如图3.2(b)所示),因此有一个共价键是不饱和的,这就有从附近硅原子捕获一个电子形成饱和键的趋势。当一个电子被捕获时,硼原子变成负离子,在满带中留下空穴。这种半导体的导电主要是由空穴贡献的,所以叫空穴型或P型半导体。

这种能接受满带中电子而产生导电空穴的杂质称为“受主杂质”，常用的受主杂质有硼、铝、镓、铟等。

被捕获的电子虽然被束缚在一个具体的位置，但与一般价电子相比，不是束缚得那样牢固。因此这些受主杂质也在正常禁带中建立了电子位置，形成受主杂质能级，简称“受主能级”。受主能级在禁带的下部（如图 3.3(b) 所示）。对于半导体锗，它们的受主能级距满带顶部仅 0.01eV；对于半导体硅、磷、砷距导带底部是 0.05KV，铋是 0.04Ev，锂是 0.03 eV。



图 3.3 在Si带隙中建立的杂质能级

由以上讨论可知，对掺杂半导体，除本征电子-空穴对外，还有施主杂质提供的电子和受主杂质提供的空穴，因此电子浓度 n 和空穴浓度 p 不再相等，且相差很大。杂质虽然含量甚微，但它的 E_g 很小，只需很小的能量就可以产生电子和空穴，因此提供的载流子数远大于本征载流子数。

例如硅单晶每 cm^3 有 5.22×10^{22} 个原子，即使只掺入百万分之一的施主杂质，由于在室温下这些杂质原子几乎全部电离，可提供导电电子浓度为 5.22×10^{16} 个/ cm^3 ，而本征硅的导电电子浓度由 (3.3) 式知是 1.5×10^{10} 个/ cm^3 。用 n_d 表示施主杂质浓度，显然 $n_d \gg n_i$ 。

N型半导体中的电子和P型半导体中的空穴称为多数载流子。

N型半导体中的本征空穴和P型半导体中的本征电子也参预导电，它们称为少数载流子。正因为杂质提供了大量的载流子，所以增强了半导体的导电性能。

室温下，杂质对电阻率的影响，对硅来说比对锗显著得多。锗的禁带宽度较窄，在锗中热激发电子-空穴对易产生。因此，为有效地改变本征锗的电阻率需要较大的杂质浓度。

例如，在P型硅中杂质浓度为 10^{13} 个原子/ cm^3 时相应的电阻率约为 $500 \Omega \cdot \text{cm}$ ，显著低于本征硅的电阻率 $10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ 。

但同样的杂质浓度在P型锗中，其电阻率约为 $500 \Omega \cdot \text{cm}$ 。显著低于本征锗的电导率 $10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ 。

但同样的杂质浓度在P型锗中，其电阻率约为 $50 \Omega \cdot \text{cm}$ ，对N型锗为 $15 \Omega \cdot \text{cm}$ ，与本征锗电阻率 $50 \Omega \cdot \text{cm}$ 相比降低得不多。当锗被冷却到液氮温度时，同样的杂质浓度会使其电阻率显著降低。

五、半导体探测器的基本原理

半导体探测器探测带电粒子的基本原理与气体电离室的十分相似。但由于半导体的密度比气体的大得多，对射线的阻止本领也就比气体的大得多。

在半导体中产生一个电子—空穴对所需的平均电离能 ε 约为 3eV ，比在气体中的平均电离能 (约 30eV) 小一个数量级。

平均电离能与入射粒子的性质、能量无关，但随温度的升高而减小。表 3.1 中已经给出了不同温度情况下Si和Ge的平均电离能。

若能量为 E_0 的核辐射粒子，其能量全部损失在半导体探测器灵敏体积内，所产生的电子—空穴对数目为：

$$N = E_0 / W \quad (3.7)$$

半导体探测器加一外电压，电压的方向是使半导体探测器得到反向偏置，故称为加反向偏压。从以后各节的讨论将知道，

半导体探测器多为P-N 结结构。加反向电压即在结的P边相对于N边为负电压，这时结两边的电位差增加，只有少数载流子在电场作用下越过结，而少数载流子浓度很低，所以反向电流很小。

由于探测器加反向偏压，探测器灵敏区内部形成电场区。在没有核辐射射入时，由于绝缘电阻很大，漏电流很小。

当带电粒子或其他核辐射入射到探测介质后，它们损失能量，介质内就产生电子—空穴对，在外电场作用下，电子和空穴分别向两电极作漂移运动，从而在电极上感应出电荷，电荷在电容C上积累而形成电压脉冲。

要实现这一过程，即探测器正常工作，必须同时满足以下条件：

- ① 要求用作探测器的固体材料具有高的电阻率，才能保证加上较高的电场强度，而漏电流很小。
- ② 探测器材料必须有足够长的载流子漂移长度，以便载流子能通过灵敏区厚度 d 大（要大）的到达电极而不发生复合或俘获。

目前，满足上述要求的主要方法有：

- ① 在硅或锗单晶中形成PN结，在PN结上加反向偏压形成探测器

的灵敏区,在该灵敏区内载流子浓度很小,电阻率极大而漏电流很小;

- ② 在P型和N型的锗或硅单晶间通过**补偿工艺**使形成**准本征区**,其电阻率很高,可作为探测器的灵敏区;
- ③ **使用高纯度半导体材料作为探测器材料。**

下面几节分别讲述利用这些方法制造的各种类型的半导体探测器以及近几年来人们研制出的化合物半导体探测器和一些特殊类型的半导体探测器。

第二节 PN 结型半导体探测器

二、工作原理

PN结型半导体探测器的工作原理可叙述如下:

由于PN结区载流子很少,电阻率很高,当探测器加上反向电压以后,电压几乎完全加在结区,在结区形成一个足够强的电场,但几乎没有电流流过。入射粒子射入结区后,通过与半导体的相互作用,损失能量产生电子一空穴对。在外加电场作用下,电子和空穴分别向两极漂移,于是在输出回路中形成信号。当电场足够强时,电子和空穴在结区的复合和俘获可以忽略。这时,输出信号的幅度与带电粒子在结区消耗的能量成正比。如果入射粒子的能量全部消耗在结区,则输出脉冲幅度与入射粒子能量成正比。

三、种类和结构

PN结型探测器一般都是用半导体硅材料做成,硅的禁带宽度为1.12eV,比锗的要大,室温下漏电流小,使用时可以不用低温冷却。根据PN结的制造方法不同,可以分为**扩散型**、**面垒型**和**离子注入型探测器**等。

1、面垒型

常用的面垒型探测器是**金硅面垒型半导体探测器**,如图3.5所示。

金硅面垒探测器是利用N型硅单晶作基片,表面经过酸处理后,暴露在空气中,表面会形成一层氧化层,然后在真空中灵敏面上镀一薄层金膜(约 $10\mu\text{m}$),靠近金膜的氧化层具有P型硅的特性,并在与基片交界面附近形成PN结。在基片的背面镀有镍或铝作欧姆接触引线,接电源的正极。欧姆接触电极即是两种符号的电荷(电子和空穴)都可以自由流过的不整流电极。金膜与铜外壳接触,接电源的负极。镀金面作为待测核辐射的入射

面,称为入射窗。

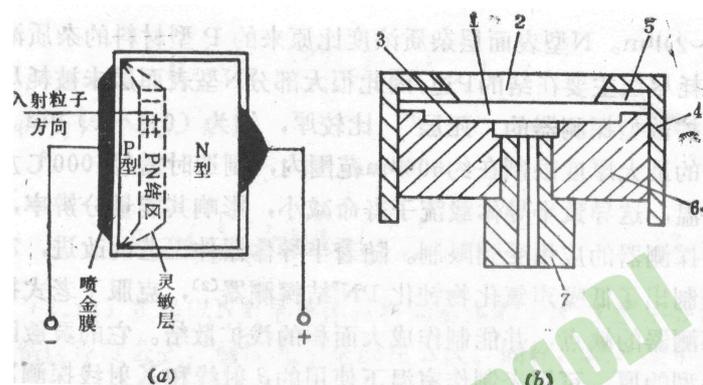


图3.5 金硅面垒探测器示意图

1——硅片；2——金膜；3——镍或铝膜；4——铜壳；5——聚四氟乙烯电片；

6——聚四氟乙烯环；7——铜帽；

面垒型探测器在制造工艺上不涉及高温,探测器材料能保持原来的良好性能,噪声低,能量线性好,能量分辨率高,入射窗薄,易于制得面积较大且均匀的灵敏区,结构简单,操作方便。

面垒型探测器对光灵敏,薄入射窗对光是透明的,照在探测器表面上的光子可以到达灵敏体积内。可见光光子的能量约为(2~4)eV,大于硅和锗的能隙 E_g ,因此可见光光子与半导体相互作用可能产生电子—空穴对,普通房间内的光线就能引起很高的噪声。所以使用于探测带电粒子时探测器必需在真空密封条件下,以使噪声降低到可以忽略的水平。面垒型探测器的窗很薄,决不能用手触摸其镀金面。

2. 扩散型

扩散型探测器是把一种类型的杂质扩散到另一种相反类型的半导体内而形成PN结的探测器。通常是将五价磷(磷可以是气态,也可以是固态),在高温(800~1000℃)下扩散到P型硅中,即扩散进一层施主杂质而形成N型薄层,它是粒子入射窗。扩散深度通过调节扩散过程的温度和时间来控制,通常扩散深度为(1~2) μm 。N型表面层杂质浓度比原来的P型材料的杂质浓度高,耗尽层主要在结的P边,因此很大部分N型表面层来被耗尽,但是扩散型探测器的“死层”,比较厚,约为(0.1~1) μm 。灵敏区的最大厚度限制在约600 μm 范围内,制造时需经1000℃左右的高溢,这导致半导体载流子寿命减小,影响其能量分辨率,使这种探测器的应用受到限制。随着半导体器件工艺的改进,70年代研制出了低噪声氧化物钝化PN结探测器,克服了老式扩散型探测器的缺点,并能制作成大面积的浅扩散结。它的灵

敏区比面垒型的厚, 可用来制作室温下使用的 β 射线和X射线探测器。

3. 离子注入型

利用加速器产生的具有一定能量的正离子束流, 直接穿透半导体表面而形成离子注入型PN结半导体探测器。通常用硼离子轰击N型硅, 用磷离子轰击P型硅, 离子束能量在5~100 keV之间。由于用磁分析器排除杂质, 入射粒子束便具有高纯度。这种探测器受环境影响小, 工作更稳定, 这是面垒型所不及的。通过调节离子束的能量和强度很容易得到所需的深度和掺杂浓度。离子注入型的另一优点是可以在高阻硅上得到薄窗(可薄到34nm)且耐磨损。其缺点是入射离子产生强的辐射损伤, 形成大量俘获和复合中心, 能量分辨率不如面垒型的好。

四、特性参量

2. 结电容

当PN结所加的反向偏压变化时, 结区厚度也跟着变化, 从而结区内的空间电荷量也要发生变化。这种结区电荷随外加电压的变化表明结区具有一定的电容。结区的电容可用平行板电容器的电容公式来计算:

$$C_d = \frac{\epsilon_0 S}{4\pi dk}$$

(3.21)

式中: ϵ_0 为介电常数, 单位为F/m; S和d分别为探测器的面积和结区厚度, 单位分别为 m^2 和m; k为静电力恒量, 其值为 $9 \times 10^9 N \cdot m^2/C$ 。若S和d的单位分别用 cm^2 和cm, 则

$$C_d = \frac{\epsilon_0 S}{4\pi d} \times 3^{-2} \times 10^{-11} (F)$$

(3.22)

将(3.20)式代入(3.22)式, 则

对N型Ge:

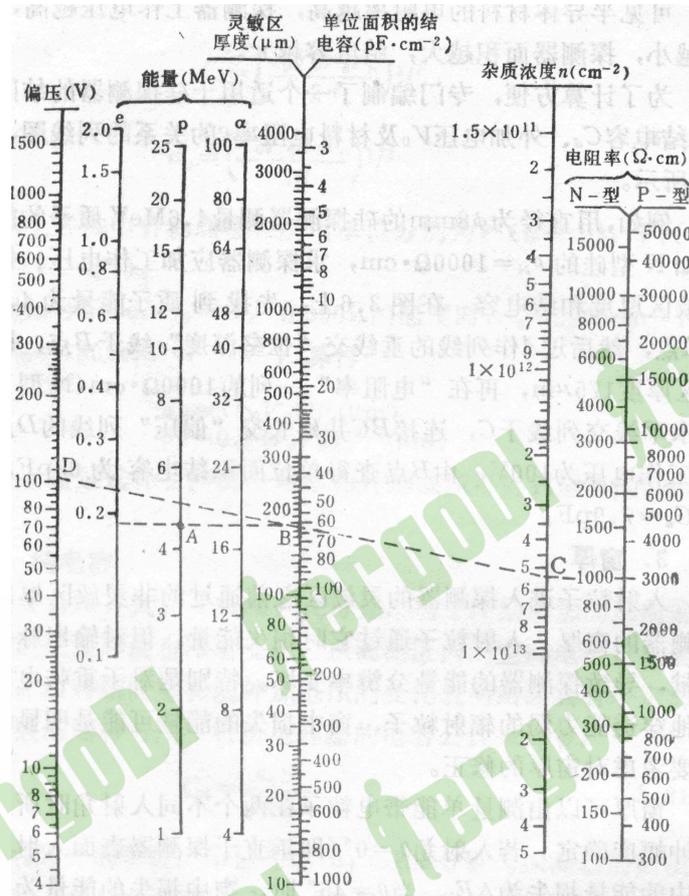
$$\left. \begin{aligned} C_d &= 1.4 \times 10^4 S(\rho_N V_0)^{1/2} (pF) \\ \text{对P型Ge:} \\ C_d &= 2.0 \times 10^4 S(\rho_p V_0)^{1/2} (pF) \end{aligned} \right\} \quad (3.23)$$

可见半导体材料的电阻率越高, 探测器工作电压越高, 结电容越小, 探测器面积越大, 给电容越大。

3. 窗厚

入射粒子进入探测器的灵敏区之前通过的非灵敏区厚度叫做探测器的

窗厚。入射粒子通过它时损失能量,但对输出脉冲没有贡献,导致探测器的能量分辨率变坏。特别是对于重带电粒子或其他穿透能力弱的辐射粒子



子,窗中损失的能量可能是明显的,所以要考虑对窗厚的修正。

窗厚可以由测量单能带电粒子在两个不同入射角时所产生的脉冲幅度确定。若入射角 $\theta = 0^\circ$ (RH垂直于探测器表面入射)时,窗中的能量损失为 ΔE_1 。当 $\theta = 45^\circ$ 时,窗中损失的能量为:

$$\Delta E_1 / \cos \theta = \Delta E_1 / \frac{\sqrt{2}}{2} = \sqrt{2} \Delta E_1。$$

假设入射粒子在窗材料中的射程大于窗厚而小于灵敏区厚度,则能量为 E_0 的入射粒子以这两个角度入射分别损失在灵敏区内的能量差为:

$$\Delta E = (E_0 - \Delta E_1) - (E_0 - \Delta E_2) = \Delta E_2 - \Delta E_1 = (\sqrt{2} - 1) \Delta E_1 = 0.414 \Delta E_1 \quad (3.24)$$

从实验测得的脉冲幅度求得 ΔE_1 , 就可以根据材料对这种入射粒子的电离损失率求出窗厚。

金硅面垒型探测器的窗是金层厚度加上硅的死层,一般金层厚 $a0.01 \sim 0.05 \mu m$, 硅死层厚度与 $\ln(\rho B/V_0)$ 成正比,其中B为常数, ρ 为硅的电阻率, V_0 为外加偏压。例如当 $\rho = 10^4 \Omega \cdot cm$, $V_0 = 100V$ 时,硅死层厚度为 $0.08 \mu m$ 。适当增加所加偏压可使硅的死层很小,即探测器的窗可以变得很薄。入射窗的厚度一般是不均匀的。常常是中心部分薄,边缘部分厚。作能量测量时,往往经过准直使用中心部分。

4. 能量分辨率

金硅面垒半导体探测器是作 α 粒子等重带电粒子能谱测量的比较理想的探测器。影响其能量分辨率的因素主要是: 电子-空穴对数的统计涨落; 核散射效应; 探测器的噪声; 空气和窗吸收的影响等。

金硅面垒探测器输出脉冲幅度正比于入射粒子的能量,即探测器输出脉冲幅度与入射粒子的能量成线性关系。且对各种类型的粒子都具有良

好的线性。

五、输出脉冲

半导体探测器的输出脉冲由入射粒子在探测器灵敏区产生的电子—空穴对在外电场作用下向两极漂移形成。探测器的输出脉冲形状不仅与探测器灵敏区内电子和空穴的收集时间有关,而且和它的输出电路有关,其输出电路如图3.7(a)所示。探测器的工作电压由电源电压经过负载电阻 R_L 供给,输出信号同时从这里引

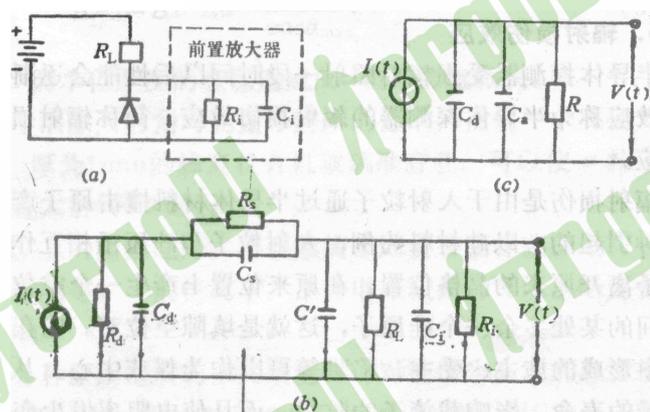


图3.7金硅面垒探测器的输出电路

(C_i 、 C_d 、 C' 分别为前置放大器输入电容、探测器结电容、杂散电容; R_i 、 R_d 、 R_L 、分别为前置放大器输入电阻、探测器灵敏电阻、负载电阻, R_s 、 C_s 为探测器非灵敏区电阻、电容)

(a)输出电路; (b)等效电路; (c)简化等效电路。

出,输出脉冲经过前置放大器放大后再被电子学仪器线路接收、记录。一般情况下探测器非灵敏区电阻 R_s 和电容 C_s 很小,可以忽略。探测器输出电路的等效电路如图3.7(b)和(c)所示。 R 是 R_d 、 R_L 和 R_i 并联后的总电阻, $C_a=C'+C_i$ 。

金硅面垒探测器灵敏区内电场的分布是不均匀的,入射粒子在其中产生的电子—空穴对的地点又不固定,所以输出脉冲信号的理论计算是很复杂的。

当输出电路的时间常数 $R(C_a+C_d)$ 比探测器内载流子收集的时间大很多,即电流 $I(t)$ 对 (C_a+C_d) 充电过程中 R 上的漏电荷可以忽略时,半导体探测器的输出电压脉冲最大幅度为:

$$V_{\max} = \frac{N_0 e}{C_a + C_d} \quad (3.35)$$

电压脉冲达到 V_{\max} 以后, 其后沿将以时间常数 $R(C_a+C_d)$ 按指数规律下降:

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C_a + C_d} e^{-t/R(C_a+C_d)}$$

(3.36)

金硅面垒探测器输出脉冲形状如图 3.8 所示。

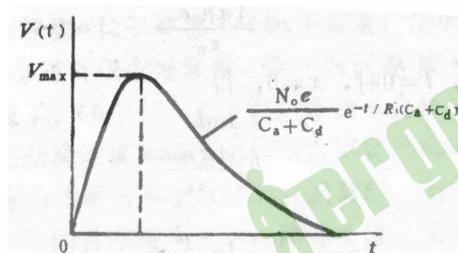


图 3.8 金硅面垒探测器输出脉冲的形状

第三节 锂漂移型半导体探测器

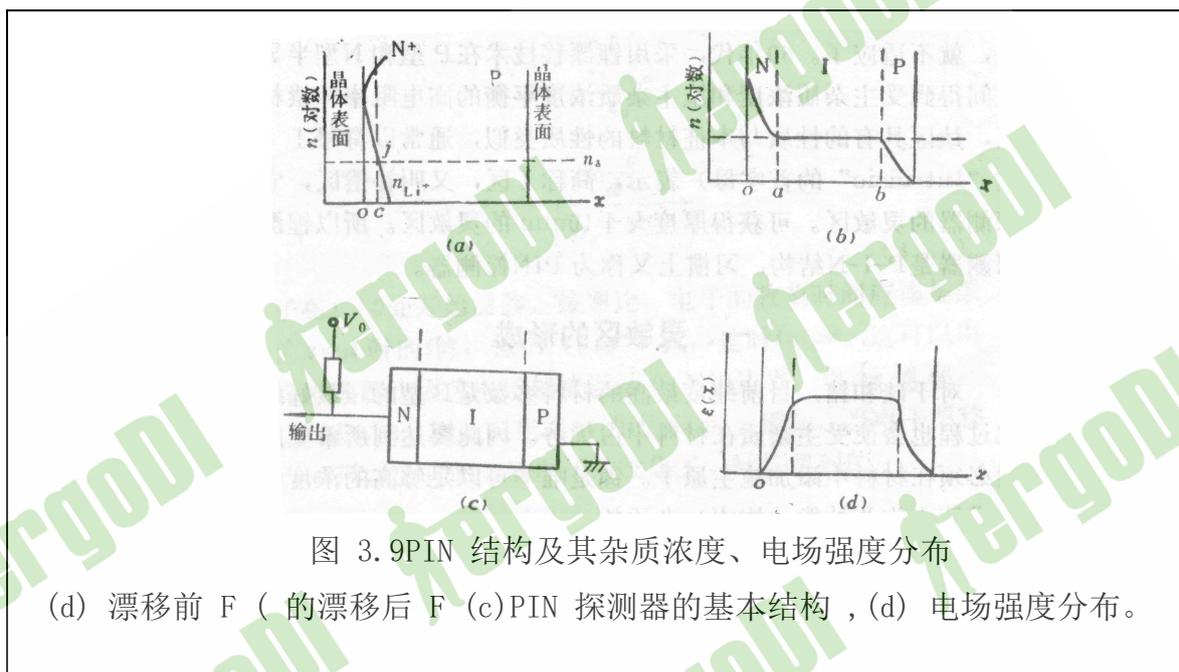
上节介绍的PN结型半导体探测器灵敏区厚度很难达到 2mm 以上, 它对于探测 α 粒子等重带电粒子有着广泛的应用。但对于像 γ 射线这样穿透性很强的辐射, 因灵敏区厚度或有效体积有限, 就不适应了。60 年代, 采用锂漂移技术在 P 型和 N 型半导体之间得到受主杂质浓度和施主杂质浓度平衡的高电阻率补偿材料区, 该区具有的性质与本征材料的性质类似, 通常以符号 I (英文 “Intrinsic” 的首字母) 表示, 简称 I 区, 又叫补偿区, 它是探测器的灵敏区。可获得厚度大于 10mm 的灵敏区。所以锂漂移探测器是 P-I-N 结构, 习惯上又称为 PIN 探测器。

一、灵敏区的形成

对于硅和锗, 目前纯度最高的材料多数是 P 型的, 最好的纯化过程也会使受主杂质在材料中占优势。因此要达到所希望的补偿必须在材料中添加施主原子。锂是唯一可以足够高的浓度注入硅或锗中作为补偿 (施主) 杂质的。

一块P型半导体, 例如掺硼的Si单晶, 最初它的受主杂质的浓度是均匀分布的。

在P型半导体的一面蒸发上一层金属锂, 由于锂在Si和Ge半导体中的迁移率高而电离能较低(在硅中是0.033eV, 在锗中是0.093eV), 在室温下锂全部电离, 电子进入到导带内, 起施主作用。而锂离子(Li^+)的半径只有 $6 \times 10^{-2} \text{ nm}$, 比室温下Si和Ge的晶格间距(分别为 $5.42 \times 10^{-1} \text{ nm}$ 和 $5.64 \times 10^{-1} \text{ nm}$)



小得多, 因此, 在电场作用下, 锂离子很容易穿过晶格, 作为填隙离子漂移深入到半导体内部, 它和原来的负离子(例如 B^-)由于静电作用而形成稳定的中性离子对(例如 $Li^+ B^-$)。这相当于施主原子把多余的一个电子给了受主原子, 使在此区域内的电子和空穴都减少, 从而大大提高了电阻率。这就是锂的补偿作用。

漂移过程中为了达到足够的效果, 在典型的漂移温度下(60°C)往往需要深移几天至几周的时间。

锂漂移前后杂质浓度 n 的分布如图 3.9 给出。图 3.9 (a) 是在没有加偏压时锂漂移前 Li^+ 的浓度 n_{Li^+} 和 P型杂质浓度 n_a 的分布, n_a 是均匀分布的。在距离晶体一个表面 oc 距离的 j 点 n_{Li^+} 分布曲线和 n_a 分布曲线相交, 在 j 点 $n_{Li^+} = n_a$ 。在 j 点的左边这一面锂施主大大超过原有的受主, 形成N型区, 用 N^+ 表示, 上角标“+”表示杂质浓度非常高, 称为重掺杂的N型区。而在 j 点的右边仍为P型, 从而形成 PN^+ 结。图 3.9 (b) 是漂移后杂质浓度和 Li^+ 浓度的分布曲线。漂移中, PN^+ 结加反向偏压(称为漂移电压), 同时升高晶

体的温度以提高Li⁺的迁移率, 在电场的作用下, Li⁺沿电场方向向P区漂移, Li⁺的浓度将会增加到接近原有的受主杂质浓度, 刚好补偿, 导致漂移区各点的空间电荷为零的状态, 形成电阻率很高的本征区(I区)。漂移过程一旦完成, 就得到如图 3.9 (c) 所示结构的探测器。I区的厚度不再随外加电压变化, 而是固定的。这和PN结的耗尽层厚度不同。理论上在无外界作用时, “I”区不存在电荷, 所以对于如图 3.9(c) 所示的平面状结构的探测器, 假设锂的补偿是完善的, I区的电场就是均匀分布的, 恒定电场强度为:

$$\varepsilon = \frac{V_0}{d}$$

(3.40)

式中 V_0 是探测器所加工作电压, d 为本征层厚度。

平面型锂漂移探测器的灵敏区电容可用 (3.22) 式计算。

目前由于工艺水平所限, 平面型结构PIN探测器的灵敏区厚度最大只能达到 20mm。为了制造灵敏体积更大的探测器, 可以使锂从圆柱形P型半导体材料的外表面向里漂移而制成同轴型PIN探测器。因为漂移完成后, 晶体中还保留有P型芯子, 所以同轴型以P芯贯穿晶体的情况可分为双端同轴探测器和单端同轴探测器, 如图 3.10 所示。双端型探测器才是“真同轴”的。目前同轴型探测器的灵敏体积可超过 200 cm³ 构的PIN探测器, 灵敏体积内的电场不再是均匀分布的。对于补偿完善而无空间电荷的双端同轴型, 若 r_1 芯半径, r_2 为本征区外半径, 则在本征区内半径 r 处的电场强度为:

$$\varepsilon_e(x) = \frac{V_0}{r \ln(r_2 / r_1)}$$

(3.41)

灵敏区电容为:

$$C_d = \frac{\varepsilon_0 l}{2 \ln(r_2 / r_1)} \times 3^{-2} \times 10^{-11} F$$

(3.42)

式中: l 为本征区长度, 它和 r_1 和 r_2 的单位均为 cm, 介电常数 ε_0 的单位为 F/m。

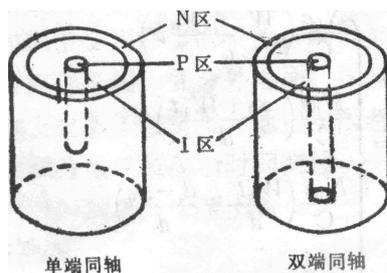


图 3.10 同轴型PIN探测器示意图

二、输出脉冲

a 对锂漂移型半导体探测器输出脉冲的分析类似于对脉冲电离室输出脉冲的分析, 所不同的是在半导体中电子和空穴的迁移率比较接近, 而在气体中电子比正离子的迁移率大得多。

1. 平面型探测器

平行板电离室输出电压脉冲的解析式来表示:

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C} \left(\frac{W_c + W_h}{d} t \right) \quad (t < t_h \text{ 并 } t < t_c)$$

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C} \left(\frac{x_0 + W_h t}{d} \right) \quad (t_c < t < t_h)$$

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C} \left(\frac{W_c t}{d} + \frac{d - x_0}{d} \right) \quad (t_h < t < t_c)$$

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C} \quad (t > t_h, t > t_c)$$

式中: W_e 和 t_e 分别是电子的漂移速度和收集时间, 显然 $t_e = \frac{x_0}{W_e}$;

W_h 和 t_h 分别是空穴的漂移速度和收集时间, $t_h = \frac{d - x_0}{W_h}$; C 是收集极对地

电容, 其中包括装置电容和分布电容。可以明显看出, 输出电压脉冲的形状与最初产生电子一空穴对的地点 x_0 有关。因为 $W_e > W_h$, 电子和空穴对脉冲的贡献是不一样的。可以由下面几种特殊情况下的脉冲形状更清楚地说明:

①当 $x_0 \approx 0$ 时, 即电离发生在非常靠近收集电极 (N^+ 侧) 处, 电子很快被收集, 脉冲前沿时间主要由空穴漂移的贡献, 脉冲前沿时间 $T_1 = d/W_h$; ②当 $x_0 \approx d$ 即电离发生在非常靠近负电极处时, 脉冲前沿时间主要是电子漂移的贡献, 电压脉冲前沿时间处定于电子收集时间 $T_2 = d/W_e$ 。当电离发生在灵敏区的任一位置 $x = x_0$ 时, 电子和空穴都对脉冲有贡献。而且实际上入射粒子不只是在 x_0 处产生电子—空穴对, 而是沿路径都产生电子—空穴对, 电压脉冲前沿最大时间由空穴漂移时间和电子漂移时间之和决定:

$$T_{\max} = \frac{d - x_0}{W_h} + \frac{x_0}{W_e}$$

(3.44)

图 3.11 示出了平面型 PIN 探测器中入射粒子在灵敏区不同地点产生电离时输出脉冲前沿形状示意图。

实测的脉冲前沿时间比 (3.44) 式计算的要大得多, 这是因为脉冲前沿时间实际上受到许多因素的影响。如杂质和晶格缺陷造成的空间电荷效应将抵消一部分外电场; 探测器非灵敏体积区具有一定电阻, 加上电极接触电阻, 这些电阻都是串联起来的, 它们和结电容组成积分电路使前沿时间变慢。一般锂漂移型探测器输出电压脉冲前沿时间为几十至上百 ns。

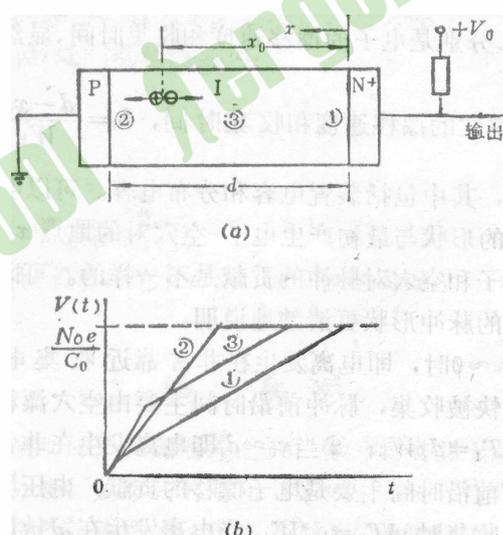


图 3.11 入射粒子在灵敏区不同位置产生电离时形成的输出电压脉冲前沿示意图

(a) 载流子产生地点; (b) 电压脉冲前沿

2. 同轴型探测器

同轴型探测器大多是圆柱形状, 可用圆柱型电离室的输出电压脉冲公式表示。设在 $t=0$ 时, 在距中心 r_0 处产生 N_0 对载流子, 则 t 时刻在 r 处输出脉冲电压为:

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C \ln(r_2 / r_1)} \left[\ln\left(1 + \frac{W_e t}{r_0}\right) - \ln\left(1 - \frac{W_h t}{r_0}\right) \right]$$

(3.45)

脉冲是对数上升的, 最大幅度为 $\frac{N_0 e}{c}$ 。

同样, 因为 $W_e > W_h$, 所以最大脉冲前沿时间等于在 $r_0 = r_2$ 时空穴的收集时间:

$$T_{\max} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2\mu_h V_0} \ln(r_2 / r_1)$$

(3.46)

在液氮温度时, $\mu_e = \mu_h = \mu$, 因为电场强度高到足以使电子和空穴的漂移达到饱和, 所以可得到:

$$r_0 = \left[\frac{1}{2} (r_1^2 + r_2^2) \right]^{\frac{1}{2}}$$

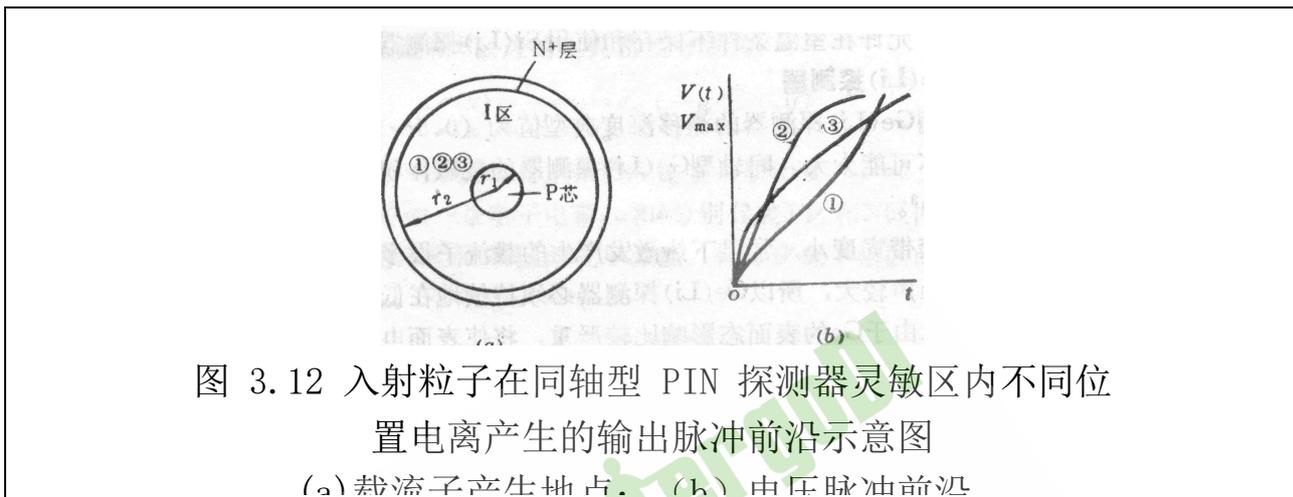
(3.47)

得到相应的最小前沿时间:

$$t_{r \min} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{4\pi V_0} \ln(r_2 / r_1)$$

(3.48)

图 3.12 示出了同轴型 PIN 探测器内入射离子产生电离的地点 r_0 不同处形成的脉冲前沿示意图。



由图 3.11 和图 3.12 可以看出, 在 N-I 边界线或 I-P 边界线附近产生的载流子引起脉冲上升得较慢, 实际测量的比估算的还要慢。这些慢上升的脉冲幅度大部分也是“欠缺”的。这是因为在边界处补偿得不好, 俘获效应引起电荷损失严重, 因此造成脉冲幅度谱中所记录的峰的低能尾巴。实验研究发现, 射程短的粒子主要在靠近前接点的补偿得不好的灵敏区与物质相互作用, 低能尾巴比较明显。而 γ 射线穿透能力较强, 在探测器灵敏体积内几乎是均匀起作用的, 低能尾巴不明显。

三、分类

硅和锗都可以做锂漂移型探测器的基质材料, 所以锂漂移型探测器可以分成两类: 锂漂移硅探测器和锂漂移锗探测器, 它们分别用符号 Si(Li) 和 Ge(Li) 表示。它们在制造工艺上基本相似, 但 Ge 用的漂移温度低 (一般 60°C), 漂移时间较长, 而且还必须在低温下进行“净化”漂移。因为在低温时, 热激发载流子的影响较小, 能使锂逐渐漂移以达到近乎完善的补偿; Li^+ 在锗中的迁移率比在硅中的大得多, 因此在锗中漂移之后必须立即突然降低晶体的温度来保持锂的分布, 一般降到液氮温度 (77K)。而在硅中, 室温下 Li^+ 的迁移率较低, 在对能量分辨率要求不太高的情况下, 允许在室温条件下保存和使用 Si(Li) 探测器。

1. Ge(Li) 探测器

a 平面型 Ge(Li) 探测器的漂移深度典型值为 $(0.5 \sim 1.5)\text{cm}$, 灵敏体积不可能太大。同轴型 Ge(Li) 探测器的灵敏体积可以做到大于 100cm^3 。

锗的禁带宽度小, 常温下热激发产生的载流子很多, 反向电流较大, 噪声较大, 所以Ge (Li) 探测器必须持续地在低温下贮存和工作。又由于Ge 的表面态影响比较严重, 将使表面电流增大, 探测器必须保持在真空条件下 (1.333224×10^3 Pa 以下)。实际用的Ge (Li) 探测器都是密封在真空低温恒温器中, 低温恒温器与装在杜瓦瓶中的液氮接触。假如出现慢漏气, 液氮消耗率将变大。杜瓦瓶的相应尺寸和重量都远大于探测器本身, 因此移动不方便, 不适于小型的或便携式的应用。现在它逐渐被与它的能量分辨率接近但不需液氮冷却的高纯锗探测器取代了。

2. Si (Li) 探测器

硅材料的半导体禁带宽度较大, 这就使得硅的热致漏电流在任何给定温度下比锗的都小。而硅材料产生一个电子-空穴对所需的平均电离能及法诺因子和锗的大致相等, 因此载流子数的固有统计涨落对能量分辨率的贡献与锗的大致相同。所以用同样的电子学线路, 硅探测器的能量分辨率较好。

在金硅面垒探测器中, 体电流对噪声的贡献不大。但是Si (Li) 探测器的本征层较厚, 在室温下体电流可能成为重要的噪声源。因此, 几乎所有的低噪声高分辨应用也都把Si (Li) 探测器冷却到液氮温度进行, 冷却方法和Ge (Li) 的相同。

硅的原子序数 ($Z=14$) 比锗的 ($Z=32$) 低, 对一般能量的 γ 射线光电吸收截面均为锗的 $\frac{1}{50}$, 所以Si (Li) 探测器一般在 γ 射线谱学 ($E_\gamma > 500$ keV) 中应用不广。但是, 在硅中, 光子能量在 500keV 以下时光电吸收概率较大, 能量低于 30keV 时, 光电吸收占主要地位, 故Si (Li) 探测器对光子能量低于 30keV 的 γ 光子的响应主要是光电峰。当探测器中的电场足够高时, 电荷收集是完全的, 全能峰的形状可以用高斯分布表示。所以Si (Li) 探测器已为低能光子谱学中最常用的探测器。

四、特性参量

1. 能量分辨

能量分辨率好是锂漂移型探测器的一个重要特点。例如 $80\text{mm}^2 \times 2\text{mm}$ 的平面型Si (Li) 探测器测量 5.9keV X射线的能谱, 半高宽可达到 175eV。

2. ϵ 探测效率

锂漂移型探测器主要用于 γ 射线能谱和 X 射线能谱的测量, 所以我们只讨论它对于 γ 射线和 X 射线(以下把它们统称为 γ 光子)的探测效率。探测效率可以分成两类: 源效率(又称绝对效率)和本征效率。源效率定义为:

$$\varepsilon_{\text{源}} = \frac{\text{记录到的脉冲数}}{\text{源发射的}\gamma\text{光子数}}$$

(3.49)

$\varepsilon_{\text{源}}$ 不仅与探测器的性能有关, 而且还与几何条件(主要是源到探测器的距离)有关。(3.49)式对带电粒子也适用。

本征效率定义为:

$$\varepsilon_{\text{本征}} = \frac{\text{记录到的脉冲数}}{\text{入射到探测器灵敏体积内的}\gamma\text{光子数}}$$

(3.50)

$\varepsilon_{\text{本征}}$ 主要取决于探测器的材料、 γ 光子能量和探测器本身在入射方向上的物理厚度 x 。由 γ 光子通过物质的吸收规律可求得:

$$\varepsilon_{\text{本征}} = 1 - e^{-\mu x}$$

(3.51)

式中 μ 为探测器材料对被探测射线的线性吸收系数。当然, 入射到探测器上的光子数与源和探测器之间的距离及物质有关。

对于各向同性的源, 相对于源位置所张的立体角为 Ω , 则相对立体角因子(即几何因子)为 $\Omega/4\pi$, 若不考虑源和探测器灵敏体积之间的物质对 γ 光子的吸收, 则两种效率之间的关系为:

$$\varepsilon_{\text{源}} = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \varepsilon_{\text{本征}}$$

(3.52)

若考虑中间物质的吸收, 例如对于低能光子, 探测器入射窗较厚时就应考虑窗的吸收, 这时(3.52)式的右边还应乘以 $e^{-\mu' x'}$, 其中 μ' 和 x' 分别为窗材料对被探测射线的线性吸收系数和窗厚。

由以上可以看出, 探测效率与入射射线的能量、探测器的灵敏体积、源和探测器之间的距离等有关。

如果按记录的事件的性质分,还可以分为总效率、源峰效率、本征峰效率。总效率定义为:

$$\varepsilon_{\text{总}} = \frac{\text{全谱内的计数}}{\text{源发射的}\gamma\text{光子数}}$$

(3.53)

总效率和源效率是等效的。而源峰探测效率和本征峰探测效率分别定为:

$$\varepsilon_{\text{源峰}} = \frac{\text{全能峰内的计数}}{\text{源发射的}\gamma\text{光子数}}$$

(3.54)

$$\varepsilon_{\text{本征峰}} = \frac{\text{全能峰内的计数}}{\text{射到探测器灵敏体积内的}\gamma\text{光子数}}$$

(3.55)

同样有关系式:

$$\varepsilon_{\text{源峰}} = \varepsilon_{\text{本征峰}} \cdot \frac{\Omega}{4\pi}$$

(3.56)

探测器的总效率和峰效率之间的关系用“峰总比” R 联系起来:

$$R = \frac{\varepsilon_{\text{源峰}}}{\varepsilon_{\text{总}}} = \frac{\text{全能峰内的计数}}{\text{全谱内的计数}} = \frac{\varepsilon_{\text{本征峰}}}{\varepsilon_{\text{本征}}}$$

(3.57)

以上各式中“全谱内的计数”系指谱线下整个面积内的计数。“全能峰内的计数”指全能峰面积内的计数,关于“面积”的确定,将在以后章节详细讨论。

由以上讨论可知,本征效率可以随辐射源对探测器轴的取向而显著变化(因为取向不同, x 不同),而厂方只给出探测器尺寸的标称值,对于几何形状复杂的同轴型探测器,计算本征效率比较困难。就是厂方给出了尺寸,由于有效体积边缘附近的电荷收集不完全,也可能影响 $\varepsilon_{\text{本征}}$ 的正确确定,而且探测器本身通常是安装在真空低温恒温器内,有时难以确定源与探测器间的准确距离,计算总效率也有困难。所以组漂移型探测器的探测效率常用相对效率。厂家给出的相对效率是相对于标准的 $\phi 7.62\text{cm} \times 7.62\text{cm} (\phi 3'' \times 3'')$ 圆柱形 NaI(Tl) 闪烁体对 ^{60}Co 的 1.33MeV γ 射线、源到探

测器的距离为 25cm 时的探测效率。这种条件下 NaI (Tl) 闪烁探测器的源峰效率为 1.20×10^{-3} ，相对峰效率为：

$$\varepsilon_{\text{相对峰}} = N_{\text{峰}} / N'_{\text{峰}}$$

(3.58)

式中 $N_{\text{峰}}$ 和 $N'_{\text{峰}}$ 是在相同测量时间内分别用 PIN 探测器和 NaI (Tl) 闪烁探测器测得的全能峰内的计数。

以上的效率公式, 对高纯锗测器和其他探测器也适用。

第四节 高纯锗探测器

高纯锗测器(以下用它的英文名称缩写“HPGe”表示)是在 70 年代研制出的新型半导体探测器。近来它普遍用在 γ 射线谱仪中, 取代了 Ge(Li) 探测器。HPGe 探测器经过多次升温 and 冷却仍然能正常工作, 证明了它能在室温下保存。但为了避免探测器真空室内的残留蒸气可能污染探测器表面和减少漏电流, 条件许可时最好把它连续保持在液氮温度下。 a

一、基本结构

1. $N^+ - P - P^+$ 结构

HPGe 探测器的基体可以用 P 型锗, 也可以用 N 型锗。分别称为 P 型 HPGe 探测器或 N 型 HPGe 探测器。目前高纯锗净杂质浓度可以降低到 $(10^{10} \sim 10^9)$ 原子/ cm^3 。因为在一定电压下, PN 结耗尽深度与电阻率的平方根成正比, 因此如此低的杂质浓度, 相应的电阻率高到使偏压不到 1000V 时耗尽深度就可达到 10mm, 所以可以得到大的灵敏体积。

若以 P 型高纯锗作基体, 在一面蒸发锂经过短期升温扩散形成 N^+ 层, 从而形成 N^+P 结, 在 N^+P 结上加反向偏压形成探测器的耗尽层。而在基体材料的另一面可用离子注入技术构成 P^+ 触点或真空蒸金形成金属—半导体面垒 P^+ 接触。图 3.13(a) 给出了 HPGe 探测器的 $N^+ - P - P^+$ 基本结构。HPGe 探测器一般工作在全耗尽状态, 通常用 P^+ 面作入射窗, 因此与 N^+ 锂触点连接的死层总是比与面垒相连的死层厚得多。

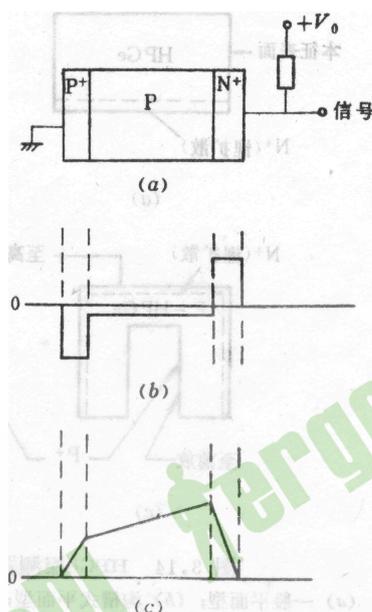


图 3.13 HPGe探测器的基本结构和“过低压”、“全耗尽”状态时的电场分布

(a) HPGe探测器的 $N^+ - P - P^+$ 结构；(b) 电荷密度 σ 的分布；(c) 电场 ζ 分布

探测器反向偏置即 N^+ 面加上较 P^+ 面正的电压。耗尽区从 N^+ 开始随电压的升高进一步延伸到P区, 当电压加到足够高时, 探测器全耗尽, 灵敏体积从 N^+ 触点一延伸到 P^+ 触点。这种情况下, 电场在P区(灵敏区)的 N^+ 端最高, 在 P^+ 端为零。通常把偏压加一个增量即使用“过偏压”, 使整个探测器中各处的电场都增加一个常量〔见图 3.13(C)〕。使得最低电场处也能使载流子的速度达到饱和, 便可缩短载流子的收集时间, 减少复合和俘获效应对能量分辨率的影响。由于 N^+ 层和 P^+ 层比P区的杂质浓度高得多, P区的电荷密度为 $\sigma = -n_a e$, 其分布如图 3.13(b) 所示, 这显然和PIN探测器的不同, PIN探测器在完全补偿时, 灵敏区内无空间电荷。

2. 结构分类

高纯锗探测器按照结构特点可以分为平面型和同轴型。根据应用的要求, 平面型和同轴型又可制造成不同的几何形状, 如图 3.14 所示。

平面灵敏体积与耗尽层厚度和直径有关。入射窗很薄, 主要用于 $3\text{keV}-1\text{MeV}$ 能量范围的 γ 射线和X射线的探测。图 3.14 (a) 是一般平面型 HPGe探测器的几何形状。这种结构可以充分利用原材料, 以制成尽可能大的探测器。图 3.14 (b) 是沟槽式平面型, 它可以改善探测器内部的电场分布, 减小漏电流, 降低噪声, 改善能量分辨率。

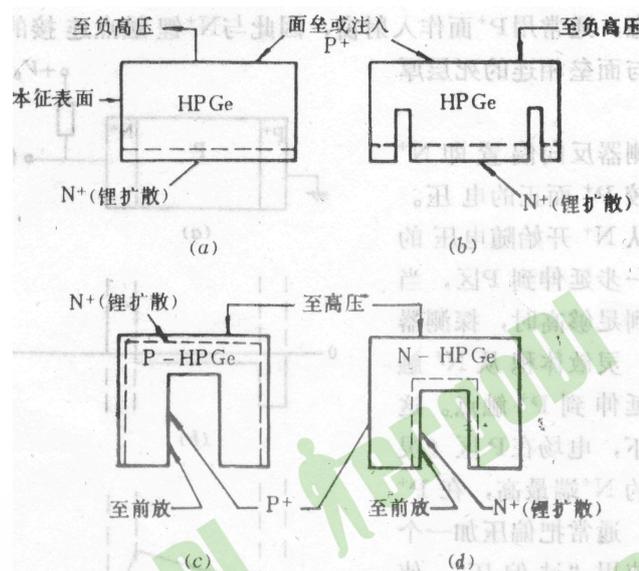


图 3.14 HPGe探测器的几何形状示意图

(a) 一般平面型； (b) 沟槽式平面型； (c) P型铜轴型； (d) N型铜轴型

图 3.14(c) 和 (d) 分别是 P 型同轴 HPGe 和 N 型同轴 HPGe 探测器。它们都是 N⁺-P-P⁺ 结构。但 P 型的 N⁺ 接触在圆柱体外表面, P⁺ 接触在圆柱体轴芯孔的内表面 (为提供一个触点必须除掉中心部分而成轴芯孔, 这与同轴锂移型不同), 这使得探测器具有最低的耗尽电压。它适合于对较高能量的 X 射线和 γ 射线的探测。N 型的 N⁺ 接触和 P⁺ 接触与 P 型的相反, 故又称倒置电极型同轴 HPGe 探测器。离子注入法或蒸发法制成的 P⁺ 层厚度小于 $0.3 \mu\text{m}$ 。锂扩散形成的轴芯孔径 N⁺ 层较厚。这种结构制成的探测器具有一些突出的优点: ① 由于不存在厚的外死层 (锂扩散层), 入射窗薄, 可做成低能探测器, 可适应的 γ 射线能量范围为 (3~10) keV, 而 P 型同轴探测器只适用于 500 keV~10 MeV 的 γ 射线, 能量范围; ② 薄的外死层将使对康普顿相互作用继发的次级 γ 射线的吸收减到最小, 这在反康普顿装置中是十分有用的; ③ 具有较强的抗中子辐射损伤的能力, 这是因为快中子在锗中产生空穴陷阱。

二、电场和电容

对于平面型结构的探测器就和 PN 结探测器没有本质区别, 可用 (3.14) 式求得平面型 HPGe 探测器的耗尽深度:

$$d = \left(\frac{\xi_0 V_0}{2m_e e} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.59)$$

式中 ξ_0 为介电常数； V_0 为外加偏压， n_a 为P区受主杂质浓度； e 为电子电荷。

平面型高纯锗探测器与PN结探测器一样，当外加电压 $V_0 < V_d$ 时，灵敏区的电容为：

$$C_d = \frac{\xi_0 S}{4\pi d} \times 3^{-2} \times 10^{-11} \text{ (F)} \quad (3.62)$$

s式中d用 (3.59) 式表示。由 (3.18) 式电阻率

$$\rho_p = \frac{1}{n_a \mu_h e}$$

三、特性参量

1、灵敏区s和死区

高纯锗探测器一般工作在全耗尽状态下，因此处死层以外整个锗材料均为对辐射灵敏的区域。目前平面型结构的灵敏体积可以做到 $(0.1-40) \text{ cm}^3$ ，同轴型结构可做到 $(40-200) \text{ cm}^3$ 。

平面型HPGe探测器P⁺层入射窗的死层是面垒金蒸发层，此外还由于射线与物质相互作用后产生的热电子，在其漂移运动过程中被电极收集前，一部分先扩散到表面被复合掉，该扩散厚度形成一个附加的死层，通常为 $(0.3 \sim 0.4) \mu\text{m}$ 厚。

2. 能量分辨率

影响能量分辨率的因素主要是探测器中产生载流子对数目的统计涨落；探测器中载流子的复合和俘获；探测器和电子学系统的噪声等。HPGe探测器可探测 $2\text{keV} \sim 10\text{MeV}$ 范围的X和 γ 射线。HPGe探测器的能量分辨率与Ge(Li)探测器的接近。分辨率的数值常指对能量为 5.9keV 和 122keV , 662keV 及 1332keV 的 γ 射线的分辨率。表3.2和表3.3给出了HPGe探测器能量分辨率的典型数值。

表 3.2 平面型高纯锗探测器的能

量分辨率

探测器尺寸			分辨率 (FWHM)	
直径 (mm)	面积 (mm ²)	耗尽层深度 (mm)	对 5.9keV (eV)	对 122keV (eV)
6	28	5	165	480
10	80	7	180	490
16	200	10	195	495
25	500	13	300	565
32	800	13	340	575
36	1000	13	360	590
44	1500	15	540	710
51	2000	15	600	750

表 3.3 同轴型高纯锗探测器的能量分辨率

效率 (%)	分辨率 (FWHM)	
	对 122keV (eV)	对 1.33MeV (keV)
5	900	1.9
10	900	1.9
20	925	1.9
30	950	2.1

3. 时间特性

探测器的输出脉冲的时间特性受灵敏区的电场和电荷收集情况的支配,所以HPGe探测器的输出脉冲和锂漂移型探测器的没有明显差异。但HPGe的电场分布比Ge(Li)的优越,较高的电场虽然对电子的收集没多大影响,但缩短了空穴收集时间。所以在几何形状和外加电压都相同的情况下,HPGe探测器比Ge(Li)探测器的输出脉冲的时间特性要好些。

第五节 化合物半导体探测器

使用硅和锗两种材料制成的探测器,因为它们的电荷传输性质良好,可以收集入射辐射所产生的所有电子-空穴对来形成基本信号脉冲。

但硅和锗还不是理想的。例如为使热致漏电流减小,需要在低温下使用。

对 γ 射线的探测,需要高原子序数元素。

60年代后期人们注意寻找至少含有一种高原子序数元素的其它合适的半导体材料,有几种化合物半导体材料可以作为室温核辐射探测器材料。

本节将这些化合物半导体材料的某些性质与硅、锗作了比较,简要地讨论这些化合物半导体材料制成的探测器。

一、化合物半导体材料的特性

硅探测器对 γ 射线的探测效率较低,锗探测器使用时需在液氮温度下冷却,这是由于它们的原子序数低和禁带宽度很窄的缘故。

但存在几种化合物半导体材料,如碘化汞(HgI_2)、碲化镉(CdTe)、砷化镓(GaAs)等,它们的平均原子序数高,禁带宽度大,而且这些化合物半导体材料净杂质浓度较低,可以使灵敏区增大。

因此,用这些化合物半导体材料制成的各种探测器具有较好的性能。几种化合物半导体材料和Si、Ge半导体材料在室温时(300K)的性能列入表3.4中。

表 3.4 半导体材料的性能

材料	原子序数	介电常数	密度 (g/cm^3)	平均电 离能 (eV)	禁带宽 度(eV)	载流子 漂移长 度	净杂质浓 度 cm^{-3}
硅	14	11.7	2.33	3.62	1.12	M量级	$\sim 10^9$
锗	32	15.7	5.32	2.80	0.66	M量级	$\sim 10^{10}$
GdTe	31, 33		5.30	4.35	1.40	Mm量级	$\sim 10^{13}$
HgI_2	80, 53	8.8	6.40	4.15	2.14	Mm量级	半绝缘

二、几种化合物半导体探测器

1. HgI_2 探测器

1971年问世的 HgI_2 是一种兼有高Z成分和宽禁带的匀质半导体材料,制成的核辐射探测器是无结器件,称之为匀质体电导型探测器,其工作原理与其它半导体探测器的类似。在晶体的两相对面涂上胶体石墨或蒸发

金属做上欧姆接触电极而构成的探测器,其灵敏区是通过电场感应产生的。入射X、 γ 射线或带电粒子在探测器内损耗能量,产生电子-空穴对而使晶体具有导电性。它的电阻率大于 $10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$,在探测器上加足够高的电压,以产生较强的电场(可达到 $(1.0 \sim 10) \text{ MV/m}$ 而不击穿),使之尽可能完全地收集这些电荷。电子-空穴对在外电场作用下,分别向正、负极漂移,而产生输出脉冲。

从表 3.4 中可以看出, HgI_2 晶体具有两个显著的特点:①原子序数高、密度大,因此阻止本领大,探测灵敏度和效率都高,尤其对低能光子的光电截面是锗的 100 倍,对于厚为 1.2 cm 的 HgI_2 探测器, γ 射线能量直到 1.5MeV,其探测效率还可以达 80%。②禁带宽度大,允许在 $-50 \sim 50^\circ\text{C}$ 这样的温度变化范围内工作。

HgI_2 探测器的主要性能参量有:

(1) 光谱响应

物质对 γ 光子的光电吸收系数 $\mu_{ph} \propto Z^5$, 其中 ρ 、 Z 分别为探测器材料的密度和原子序数。当光子能量相同而探测器材料不同时,从表 3.4 的数据中可以看出, HgI_2 的 μ_{ph} 最大,所以它具有强的光电效应。从光谱响应特性看, HgI_2 探测器适于探测 (300~600) nm 的光子,并约在 570nm 处出现最大的光电吸收。大多数闪烁体发射最强光的波长是 (400~560) nm,因此 HgI_2 探测器适于探测闪烁光。利用 HgI_2 的强光电效应和对闪烁光的良好光谱响应,可将 HgI_2 作为光电探测器代替光电倍增管来探测闪烁光。目前 HgI_2 与闪烁体经光耦合构成的新颖的核探测器有 $\text{HgI}_2\text{-NaI (TI)}$, $\text{HgI}_2\text{-CsI (TI)}$, $\text{HgI}_2\text{-BGO}$ 和 $\text{HgI}_2\text{-CSO (正硅酸*****)}$ 等。

(2) 能量分辨率

半导体探测器谱仪系统的能量分辨率取决于探测器及前置放大器的噪声和电子-空穴对数的统计涨落。 HgI_2 的平均电离能为 4.15eV,所以统计涨落造成的谱线展宽 $\text{FW-HM} = 2.355 (\text{FwE}_0)^{1/2}$ 比较小。选择低噪声前置放大器,可以使 HgI_2 谱仪的具有较好的能量分辨率。

HgI_2 对于 ^{55}Fe 的 5.9keV X射线、 ^{241}Am 的 59.5keV 的 γ 射线和 ^{137}Cs 的 662keV 的 γ 射线的能量分辨率分别为 5%、2%和 0.7%。接近 Si 探测器的水平。

图 3.15 是灵敏区厚度为 $200 \mu\text{m}$, 面积为 8mm^2 的 HgI_2 探测器测得的 ^{241}Am γ 射线能谱。59.5keV 的全能峰与低能 γ 的全能峰相比较明显地不对

称。这是因为输出脉冲形状与电离地点有关,电子和空穴的漂移对探测器输出脉冲贡献不一样。当低能射线从负极面入射时,它穿进探测器灵敏体内较浅(例如 5.9keV 的射线在 HgI_2 中仅穿越 $30\ \mu\text{m}$),电离发生在靠近负接触面附近,脉冲主要是电子漂移的贡献。电子的迁移率比空穴的大,收集比较完全,所以 13.9keV、17.8keV 等低能 γ 射线的全能峰比较对称。

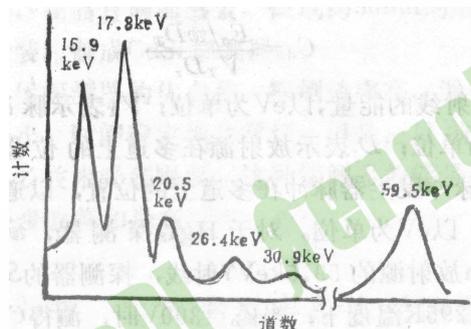


图 3.15 HgI_2 测得的 ^{241}Am γ 谱

而 γ 射线能量较高时,射线穿越较深,几乎穿越整个灵敏区厚度,在整个路径上都产生电子-空穴对。由于 HgI_2 晶体缺陷多,造成电荷收集不完全,故 59.5keV 的全能峰低能尾部较宽。

(3) 电压-电流特性

HgI_2 是半绝缘体,其漏电流很小,除器件本身电流以外,主要来自表面电流,它与探测器的制备工艺如腐蚀液的种类、腐蚀时间、腐蚀速度等有关。图 3.16 表示一个 $10\text{mm}^2 \times 0.25\text{mm}$ 灵敏体积的 HgI_2 探测器在不同温度下偏压和漏电流的关系。从图中可以看出,温度对漏电流影响不大。

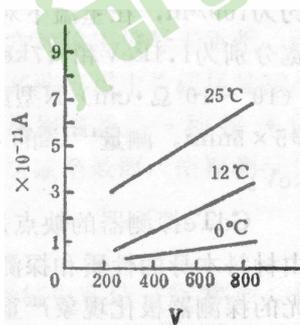


图 3.16 HgI_2 探测器的电压-电流特性

2. CdTe 探测器

CdTe 探测器自 1967 年问世以来已有 20 余年的历史。这种探测器可分为两类:一类由将晶棒密封起来经区域提纯生长的低阻 ($50 \sim 500\ \Omega \cdot \text{cm}$) N 型单晶制造,这类探测器的灵敏区域较薄,约为 $100\ \mu\text{m}$,在室温下对 5.9keV 和 59.5keV 的 γ 射线能峰的半高宽分别为 1.1keV 和 1.7keV;另一

类由移动加热法生长的高阻 ($10^8 \sim 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$) N型或P型单晶制造, 这类探测器灵敏区可达 $\phi 5 \times 5 \text{mm}$ 。测量 ^{137}Cs 的 662keV γ 射线的全能峰的半高宽为 14keV。

CdTe探测器的缺点是存在极化现象和漏电流比较大, 这是由材料本身的性质和探测器表面状态决定的。实验发现, 表面抛光的探测器极化现象严重, 表面经腐蚀的探测器根本不显极化现象, 但漏电流较大因而噪声也大。表面氧化的探测器虽不显极化现象, 但性能不稳定。

3. CdSe探测器

CdSe探测器于 1982 年首次见报道, 是一种很有希望的探测器。它的制作方法和结构是将CdSe粉末放入真空石英管内反复升华提纯, 经烧结后密封, 使用垂直无籽晶蒸发生长技术, 以 5mm/d的生长速度与 $10^\circ\text{C}/\text{cm}$ 的温度梯度长出约 30g的单晶, 将单晶放在双温区退火炉中, 在硒气氛下退火 120h, 其电阻率可达 $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$, 制成的晶片先经机械、化学抛光, 然后用煮沸的蒸馏水冲洗, 在晶片两面蒸金, 做成约 50nm的触点, 引出铂线, 用橡胶封装, 制成CdSe探测器。

这种半导体探测器的优点是: 探测效率高, 漏电流低, 探测器的极化现象小, 时间稳定性非常好。但是, 目前由于CdSe晶体的提纯和生长技术受到限制, 这种探测器的能量分辨率还不太好, 有待进一步改善和提高。

第五节 其他核辐射探测器

5.1 原子核乳胶

原子核乳胶是径迹探测器中应用很广泛的一种, 它出现于1948年。原子核乳胶与普通照相乳胶的基本成分是一样的, 但也有差别: ①核乳胶中溴化银的浓度要比普通照相乳胶中的大4~5倍。核乳胶中溴化银浓度约为 $(3.0 \sim 3.2) \text{g}/\text{cm}^3$, 普通乳胶约为 $(0.6 \sim 0.7) \text{g}/\text{cm}^3$; ②核乳胶的厚度比普通乳胶的大, 普通乳胶通常为 $(2 \sim 3) \mu\text{m}$, 核乳胶常为 $(50 \sim 60) \mu\text{m}$, 最厚也达 $2 \mu\text{m}$; ③核乳胶中溴化银的晶粒要比普通照相乳胶的小而且均匀得多, 核乳胶 AgBr 晶粒直径平均为 $0.1 \mu\text{m}$, 普通乳胶中一般为 $(1 \sim 2) \mu\text{m}$, 甚至大到 $10 \mu\text{m}$ 以; ④原子核乳胶几乎对光不灵敏。

薄的核乳胶通常涂在玻璃板上, 厚乳胶一般直接做成薄片, 但在受照射后, 固定在玻璃板上进行显影, 以保证在处理过程中不使核乳胶片因胀缩而造成径迹畸变。

1. 原子核乳胶的记录原理

当带电粒子射入乳胶时, 不断损失能量, 使 AgBr 分解成溴原子和银原子, 在入射粒子所经过的路径上, 许多 AgBr 晶粒中产生了可以显影的核心—潜影(即10个左右银原子所组成的集团)。经过化学显影处理后, 形成潜影的 AgBr 晶粒被还原成黑色的银颗粒, 而未形成潜影的 AgBr 晶粒不能被还原, 而被定影液所溶解。因此, 在核乳胶片上那些被还原了的银晶粒就清楚地显示出带电粒子的径迹。

按照莫特 (Mott) 和葛尔尼 (Gurneg) 1938年提出的潜影形成理论, 性地说潜影形成可分为二个阶段: 第一阶段是电子的产生和俘获以及正空穴的形成。如图5. 15所示, 入射粒子穿过 AgBr 晶粒, 把一部分能量传给 Br-p 使处于满带中的电子跃迁到导带成为自由电子, 此电子在 AgBr 晶粒中运动, 直到陷入陷阱被俘获为止。陷阱的主要来源是晶粒表面上的过剩

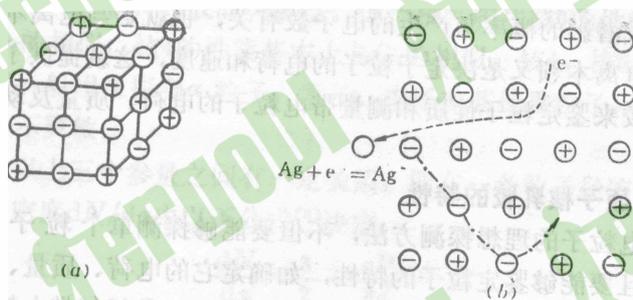


图 5. 15 潜影形成原理

(a) AgBr 晶格结构示意图; (b) 潜影形成示意图

○—过剩银原子; ⊕— Ag^+ ; ⊖— Br^- ;

⋯→—自由电子运动; -•-•-•-•→—空穴运动。

原子, 晶体的缺陷以及其他杂质也能成为陷阱, 因此陷阱的多少决定于制造 AgBr 晶粒的工艺过程。在电子运动的同时, 失掉电子的 Br^- 也就变成了中性 Br 原子, 很容易在晶格中移动而离开原来的位置, 这样就在 Br 原来的位置上形成一个正空穴。

第二阶段, 是电子被俘获并与 Ag^+ 中末日形成银原子, 并使 Ag 原子汇集如图5. 15 (b) 中虚线所示, 在电子被俘获的地方, Br^- 被排斥而逐个向正空穴移动, 其结果使在电子被俘获处的周围留下 Ag^+ 。这时, Ag^+ 可能被带负电的陷阱(即 Ag^-)吸引而还原, 接着银原子本身就再成为电子陷阱。如果此时还有多余电子进入这些陷阱, 则又能使附近的 Ag^+ 还原, 如此反复, 就造成了银原子的汇集而形成潜影。

由于完成第一阶段比完成第二阶段的时间短得多(小几个数量级),

因此在形成潜影之前,自由电子就有可能全部被俘获,而不能使银原子继续汇集。这两个阶段在时间上的差别越大,使银原子汇集的可能性就越小。但是,晶体中电子陷阱是很多的,因此,在某处形成十个左右银原子组成的集合体的可能性仍然相当大。如果入射粒子的电离损失足以产生大量的电子,那么就有可能在某处不断积累银原子而形成潜影。一般说来,带电粒子在晶粒中形成潜影的概率是比较低的。因此为了得到有效的径迹,必须使AgBr有足够大的浓度。

形成潜影的概率与产生的电子数有关,也就是与电离本领有关,而电离本领又是决定于粒子的电荷和速度,这就提供了用原子核乳胶来鉴定粒子性质和测量带电粒子的电荷、质量及动能的可能性。

2. 原子核乳胶的特性

带电粒子的理想探测方法,不但要能够探测单个粒子的存在,而且要能够鉴定粒子的特性,如确定它的电荷、质量、能量和动量等。因此对原子核乳胶的主要要求是:①任何带电粒子都能在其中产生径迹;②雾状本底必须减到最小的程度,能使径迹清晰而明显,并能与本底区分开;③不同特性的粒子的径迹必须有不同的特征,以便于鉴别。

表征核乳胶特性的基本参量是:①乳胶中溴化银浓度 c ;②溴化银晶粒的平均直径 d ;③溴化银晶粒对带电粒子的灵敏度; P 定义为带电粒子通过一个晶粒时,在该晶粒中产生潜影的概率。它与带电粒子在晶粒中损失的能量,晶粒的大小,过剩原子数及制造工艺过程有关。如果灵敏度很低,径迹上银颗粒的问脏就会很大,以致使径迹和雾状本底无法区分开来。在一定能量范围内,带电粒子的电离损失随能量增大而下降,因此乳胶的灵敏度也随能量的增加而减小,达到某一能量后,径迹就与雾状本底不能区分。乳胶灵敏度是用这一能量值来表示的。表5.3列出了

表5.3 Ilford各型核乳胶的灵敏度

	D1	EI	Cz	B2	G5	K5	LA
	0.12	0.14	0.16		0.27	0.20	0.15
电、 子			0.03	0.07	所有 能量	所有 能量	所布 能量

μ 介子'				所膏	所有	所存
质		2	5.5	能量	能量	能量
子						
77t		20	50	能量	能量	能量
核						
α 粒子		40	100	能量	能量	能量
核裂片	低			所有	所有	所有
	能	500	1500	能量	能量	能量
	所有	所有	所有	所有	所有	所有
	能量	能量	能量	能量	能量	能量

英国Ilford各种乳胶的灵敏度。国产核乳胶片核3的性能基本上与G₂的相似,核4的性能基本上与G₅的相似。核4、核5灵敏度较高,一般用来探测α粒子、质子、中子或其他重粒子,基本上对电子不灵敏。

以上三个参量之间有一定关系,即在一条粒子径边上的平均晶粒密度dN/dx由以下公式^[8]决定:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{3}{2} \cdot \frac{cP}{\rho d}$$

(5.17)

式中ρ是AgBr晶粒密度。如果实验上要求dN/dz有一定数值,则除了增加c以外,d的选择十分重要。因为P ∝ d²,若d太小,dN/dz因P也大大减小,若d太大,那么利用颗粒密度来判断粒子的性质就有困难。因此必须根据具体要求来选择适当的原子核乳胶,使灵敏度合适。例如,若记录电离本领低的鞋子,最好用晶粒较大的乳胶,否则,由于灵敏度太低而探测不到。如果记录电离本领大的粒子,最好用晶粒小的乳胶。

实验上经常采用一定能量的质子在核乳胶中所产生的径迹的颗粒密度来度量原子核乳胶的灵敏度。核乳胶的灵敏度与粒子进入乳胶时的温度有关,它随温度的升高而增加,达到最大值后,随温度升高而下降。在最大值处的温度是照射乳胶时的理想温度。温度太低了,乳胶会完全不灵敏。

核乳胶灵敏度随贮存时间的增加而下降且贮存温度越高,,灵敏度下降得越快。因此未使用的乳胶不宜放置很久。为了延长放置时间必须放置于低温下,通常放在5℃的冰箱中。由于乳胶是吸水的,必须贮存在

50%~60%的温度下,太湿了乳胶由于吸水变软,难于处理,太干则变脆、变弯曲。目前更方便的是使用被体乳胶,在实验时再拿出来涂成乳胶板。液体乳胶应保存在冰箱中。

原子核乳胶探测器有以下一些优点:

①核乳胶是固体介质,阻止本领大,可以用来有效地记录高能粒子。

②是连续灵敏的,适宜于宇宙射线的研究和微弱放射性及稀有现象的探测。并可以较长时间连续受照射而不改变其灵敏度,照射时间的长短由潜影衰退的快慢决定。

③组成径迹的银颗粒极小,使得其空间分辨本领高达 $1\ \mu\text{m}$,因此可以用来探测寿命很短的粒子,例如寿命 10^{-11} 的粒子在核乳胶中的射程为 $40\ \mu\text{m}$,这是其它探测器难以测量的。

④设备简单、价格便宜、重量轻、尺寸小对高空宇宙射线的研究特别有价值。

核乳胶的缺点是:

①在显影、定影和干燥过程中,乳胶有胀缩现象,造成径迹畸变,使测量射程和多次散射的精确度受到一定的影响。

②由于乳胶成分复杂,分析高能核作用比较困难,且扫描工作繁重。

③在强磁场(2T)下,径迹不可能弯曲到可以测量的程度,因此不能从曲率来求动量和所带电荷的正负。

④潜影形成后有衰退现象,因此照射后不能搁置很久,需要马上显影,这一缺点也限制了照射时间不能很长。

原子核乳胶的处理方法大致与普远照相乳胶的相近,要经过显影、制止、定影、水洗、浸泡甘泊、晾干及清洁过程,但在具体实施上不完全相同。

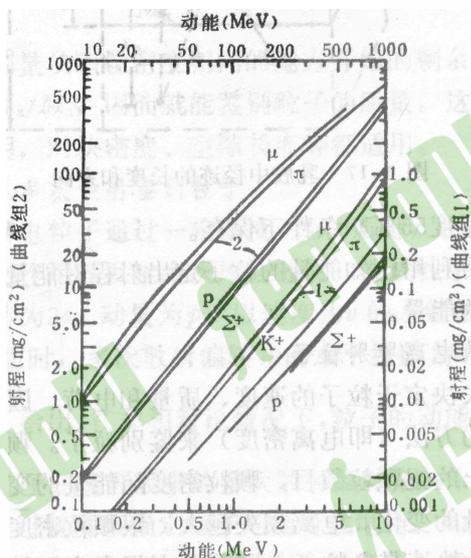
3、原子核乳胶中径迹的测量和应用

核乳胶中粒子径迹一般用双目显微镜观测,显微镜的放大倍数在100~2000倍之间,由实验要求而定。目镜放大倍数为6~20倍,目镜内附有刻度尺。在要求低放大时,物镜用干的,放大倍数为10倍、20倍或50倍,如果要求高放大时,则用放大倍数为(45~70)倍或(90~100)倍的油浸物镜,物镜头要有尽可能大的视野范围,上下(z)、左右(x)、前后(y)方向能方便而平稳、准确地调节,并附有精确刻度。对于厚度大于0.4mm的核乳胶,使用的显微镜要求具有长工作距离的物镜。

下面对径迹的各种测量进行分析。

(1) 从射程测定粒子的能量

带电粒子的能量和射程的关系由(1.28)式给出。由带电粒子在核乳胶中的径迹测得射程, 从而可以得到入射带电粒子的能量。图5.16给出了



5.16 各种粒子在G5乳胶中的射程和能量关系

Ilford G₅核乳胶中各种粒子的射程与能量的关系曲线^[9]。

设带电粒子在乳胶中的射程为R(显影前径迹), 此段径迹在显影后的长度为RF。在显微镜下能观测出径迹在物镜主焦平面(x、y面, 即水平面)上的投影l及径迹垂直分量h(z方向), 如图5.17所示。乳胶中AgBr的含量较大, 在乳胶的显影、定影等处理过程中有大量AgBr被溶解, 因此乳胶层厚度变小, 在z方向处理前厚度a处理后厚度b之比称为收缩因子S。显然

$$R = \sqrt{l^2 + S^2 h^2} \quad (5.18)$$

S一般在1~3之间。为了得到精确的射程, 对S要进行精确的测定, 因S会随

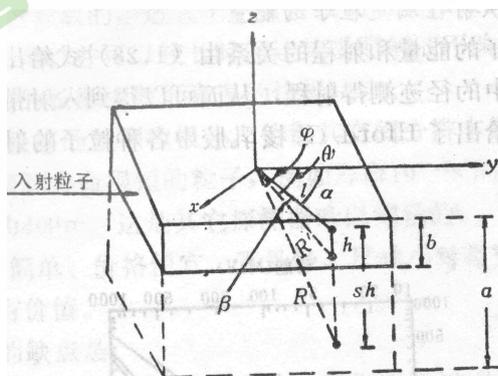


图 5.17 乳胶中的径迹的长度和方向

空气温度而改变, 因此照射和测量前乳胶要在恒温(一般相对湿度55%)条

件下保存。

实验上常利用已知能量的粒子定出射程对能量的标准曲线来求被测粒子的能量。

(2) 从电离鉴别粒子

电离损失决定于粒子的速度、质量和电荷、因此实验上常用数颗粒密度的方法(即电离密度)来鉴别粒子。颗粒密度即为单位长度径迹上的银颗粒数目,颗粒密度随能量的变化类似于总电离损失随能量的变化。电离损失越大,银颗粒密度也越大。对于接近相对论的快速带电粒子,因其电离损失小,径迹上银颗粒是一个个分开的,直接测量颗粒密度就可以确定电离。对于速度不太大的带电粒子,其径迹上的银颗粒排得较密,三三两两地连在一起形成一个小团,不能区分,称为“块”,此时可通过数“块”的密度来确定电离损失大小,但要估计“块”中的颗粒数。对于更低速度的带电粒子几乎连成一条黑线,这时可以通过数“块”之间的空隙(称为隙)或测量空隙长度来确定电离损失大小。对于低能多电荷的带电粒子,径迹基本上是一条粗线,就无法用数颗粒来测电离损失大小。显然在这些测量方法中,以测颗粒密度的误差较小。这里仅就测量颗粒密度的情况来说明如何鉴别粒子。

实验上,为了尽可能消除系统误差,往往用待测粒子的径迹:与已知粒子a的径迹比较,寻找它们在同一乳胶中径迹上颗粒密度 dN/dR 相同的地方,在此处有 $(dN/dR)_x = (dN/dR)_a$,如果两种粒子的电荷相同,该处也就是它们的速度相同的地方,从而得到:

$$\frac{R_x}{M_x} = \frac{R_a}{M_a}$$

(5.19)

因此,只要测量从颗粒密度相同的地方开始的剩余射程的比值,就可以得到 M_x/M_a ,因而就能鉴别粒子的质量。这种方法不仅对颗粒密度适用,对块密度、空隙长度等都适用。

(3) 从多次散射鉴别粒子

当一个带电粒子通过一定厚度s的物质时,将会受到物质中原子核的库仑作用而发生多次库仑散射,造成粒子运动方向的显著变化。电荷为24、动量为P、以速度为v的入射带电粒子通过厚度为3的物质时,多次散射偏转角的水平批影角绝对值的平均值由(1.40)给出。在非相对论情况

下,粒子的动能 $E_0 = \frac{1}{2}pv$, 通过测量带电粒子在核乳胶中的多次散射偏转角的水平投影角绝对值的平均值 $|\alpha|$ 就可以确定粒子的能量或电荷。如果粒子的迹径停止在乳胶内, 可以得出 $|\alpha|$ 角与剩余射程的关系, 这种关系对不同质量的粒子是不同的, 由此定出粒子的质量, 从而鉴别粒子。

实验上为了测量的方便, 在用 (1.40) 式时还必须作以下考虑: $|\alpha|$ 应该是 $\overline{a_{切}}$, 如图 5.18 (a) 所示, $\overline{a_{切}}$ 是径迹上 A、B 两点、切线之间的夹角, 但实际测量的常常是弦夹角 ($\overline{a_{弦}}$), 如图 5.18 (b) 所示, $\overline{a_{弦}}$ 是弦 AB 和 BC 之间的夹角, 而实验证明, $\overline{a_{弦}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \overline{a_{切}}$ 。

在实验中测量多次散射, 最常用的方法是坐标法, 也称二次差法: 把径迹尽量放置得与显微镜的 x 轴平行, 然后沿 x 轴依次移动固定的一小段距离 d , 相应地读出每一小段 d 时的径迹的 y 坐标 y_1, y_2, \dots, y_{n-1} , 共取 n 小段, 如图 5.18 (c) 所示。 $y_2 - y_1$ 和 $y_3 - y_2$ 分别与 φ_1 和 φ_2 成正比, φ_1 和 φ_2 分别是径迹上 AB 和 BC 段的弦线和 x 轴的夹角。当 $d \gg (y_2 - y_1)$ 和 $(y_3 - y_2)$ 时, $(y_3 - y_2) - (y_2 - y_1)$ 与 $(\varphi_2 - \varphi_1)$ 成正比。多次散射角较小时, $\overline{a_{弦}}$ 用 $(\varphi_2 - \varphi_1)$ 代替, 即近似有 $\varphi_2 - \varphi_1 = \sqrt{\frac{2}{3}} \overline{a_{切}}$ 。我们称 $(y_2 - y_1)$ 这类差为一次差,

$(y_3 - y_2) - (y_2 - y_1)$ 为二次差, 记作 D_2 , 则 $(y_i - y_{i-1}) - (y_{i-1} - y_{i-2})$ 用 D_{2i} 表示, 可得到:

$$a_{弦i} \text{ (度)} = \frac{D_{2i}}{d} \cdot \frac{180}{\pi} \quad (5.20)$$

对于 $(n+1)$ 个二次差 D_{2i} 求和, 可的到它的绝对值的平均值:

$$|\overline{D_2}| = \frac{\sum_{i=3}^{n+1} D_{2i}(d)}{n-2}$$

则

$$|\overline{a}| \approx \overline{a_{切}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \overline{a_{弦}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{180}{\pi} \cdot \frac{\overline{D_2}}{d}$$

(5.21)

在实验上测量 $a_{弦i}$ 时, 偶尔包含有大角度散射, 这种大角度散射的偏转角不遵守高斯分布, 为了保证数据处理可靠, 常把这种大角度散射的 $a_{弦i}$ 去

掉, 去掉的标准最常用 $4\overline{a_{\text{弦}}}$ 标准, 或叫“ $4\overline{a_{\text{弦}_i}}$ 截断”。即大于 $4\overline{a_{\text{弦}}}$ 的都要去掉, 利用二次差站时, “ $4\overline{a_{\text{弦}}}$ 截断”可用“ $4\overline{D_{2i}}$ 截断”直接代替。但去掉大于 $4\overline{D_2}$ 的 D_{2i} 后, 剩下的 D_{2i} 还要重新求平均, 若还有大于新平均值4倍的, 还要再去掉再求平均值, 直到没有大于 $4\overline{D_{2i}}$ 的为止。

(4) 从 δ 电子的密度定粒子的电荷

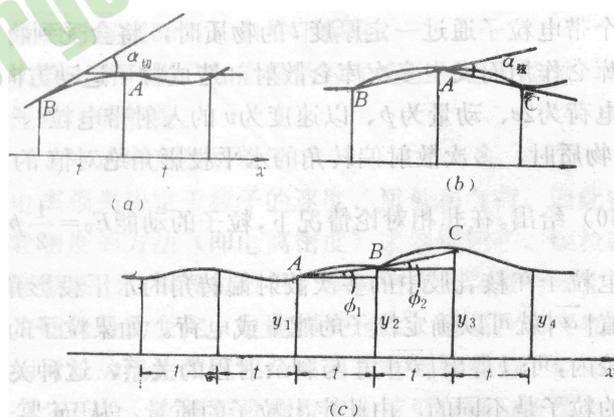
当带电粒子通过物质时, 它可以在物质中产生 δ 电子。这种 δ 电子在核乳胶中也会留下可辨认的径迹, 特别是当入射粒子是多电荷($Z \geq 2$)粒子时, 由于库仑作用力大, 这种 δ 电子很容易产生。因此多电荷带电粒子通过乳胶后, 它的径迹上还有许多小分岔, 这些小分岔便是 δ 电子的径迹。

δ 电子密度定义为单位长度的主径迹上产生的电子数。显然, δ 电子密度与入射粒子的电荷数有密切关系。经理论计算, 能量在 E_1 和 E_2 之间的 δ 电子密度为

$$n_{\delta} = \frac{2\pi z^2 NZ}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \cdot \left(\frac{m_e c^2}{E_1} - \frac{m_e c^2}{E_2}\right) \quad (5.22)$$

式中: z 和 $\beta = v/c$ 分别是入射粒子的电荷数和速度, NZ 为乳胶的电子密度; m_e 为电子质量。在测量中, 当 $z < 30$ 时, 可取 $E_1 = 10 \text{ keV}$, $E_2 = 30 \text{ keV}$, 从(5.22)式可以看出, 如果已知入射粒子速度 β , 则可以从某处 δ 电子密度决定入射粒子在该处的电荷。

在实验中, 测定 S 电子要有一定的标准去选择 S 电子, 这些标准须根据实验条件来选择, 一般所用的标准有: ①选分岔的射程 \geq 一定长度(常取 $1.5 \mu\text{m}$); ②选分岔的颗粒数 \geq 一定数目(常取4颗); ③分岔中任一颗粒距粒子径迹的距离必须大于某一值。对不同的核乳胶, 由实验决定这个值;



④分岔要有一定的角度。

(5) 原子核乳胶的其他应用

核乳胶除了以上讨论的应用于测量粒子的能量, 鉴别粒子的种类和测定粒子的电荷和质量外, 在核辐射剂量学方面也得到广泛应用, 它能够相当准确地对 β 射线进行剂量测量, 它还能作为 X 射线和 γ 射线剂量计, 也能测量热中子剂量。测量重核裂变的中子能谱(但不能用于测量小于 0.5MeV 的中子), 利用载硼乳胶测量慢中子注量率, 利用载氢乳胶测量快中子注量率 ρ 核乳胶还可以测量核反应截面, 在已知粒子的射程与能量关系情况下, 由某种不稳定粒子进入乳胶的数目和在这些粒子的射程终点蜕变的数目来估计这种不稳定粒子的平均寿命。

原子核乳胶应用于宇宙射线和高能物理研究时, 由于高能粒子的电离本领小, 射程大, 故需要增加乳胶的灵敏度, 同时也要增加乳胶的厚度。但乳胶片不能做得太厚, 需要时可将几片或几十片厚为 (400 ~ 600) μm 的乳胶一层层地叠合成“乳胶叠”, 在相邻两层的相对位置上可以找到同一高能粒子的径迹。

PN 结型半导体探测器 工作原理

aPN 结型半导体探测器的工作原理可叙述如下: 由于 PN 结区载流子很少, 电阻率很高, 当探测器加上反向电压以后, 电压几乎完全加在结区, 在结区形成一个足够强的电场, 但几乎没有电流流过。入射粒子射入结区后, 通过与半导体的相互作用, 损失能量产生电子—空穴对。在外加电场作用下, 电子和空穴分别向两极漂移, 于是在输出回路中形成信号。当电场足够强时, 电子和空穴在结区的复合和俘获可以忽略。这时, 输出信号的幅度与带电粒子在结区消耗的能量成正比。如果入射粒子的能量全部消耗在结区, 则输出脉冲幅度与入射粒子能量成正比。

三、种类和结构

PN 结型探测器一般都是用半导体硅材料做成, 硅的禁带宽度为 1.12eV, 比锗的要大, 室温下漏电流小, 使用时可以不用低温冷却。根据 PN 结的制造方法不同, 可以分为扩散型、面垒型和离子注入型探测器等。

1、面垒型

常用的面垒型探测器是金硅面垒型半导体探测器, 如图 3.5 所示。金硅面垒探测

器是利用N型硅单晶作基片，表面经过酸处理后，暴露在空气中，表面会形成一层氧化层，然后在真空中灵敏面上镀一薄层金膜(约 $10\ \mu\text{m}$)，靠近金膜的氧化层具有P型硅的特性，并在与基片交界面附近形成PN结。在基片的背面镀有镍或铝作欧姆接触引线，接电源的正极。欧姆接触电极即是两种符号的电荷(电子和空穴)都可以自由流过的不整流电极。金膜与铜外壳接触，接电源的负极。镀金面作为待测核辐射的入射面，称为入射窗。

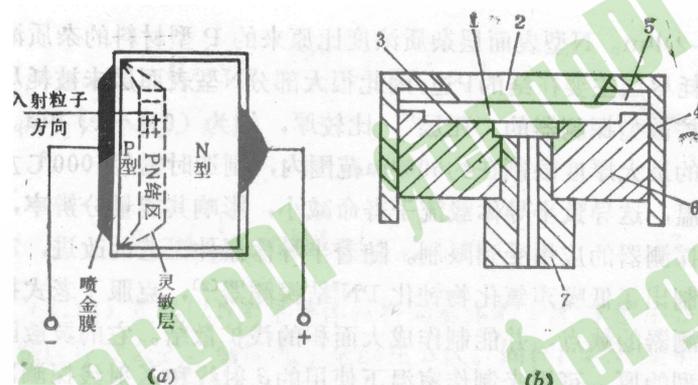


图3.5 金硅面垒探测器示意图

- 1——硅片；2——金膜；3——镍或铝膜；4——铜壳；5——聚四氟乙烯电片；
6——聚四氟乙烯环；7——铜帽；

面垒型探测器在制造工艺上不涉及高温，探测器材料能保持原来的良好性能，噪声低，能量线性好，能量分辨率高，入射窗薄，易于制得面积较大且均匀的灵敏区，结构简单，操作方便。

面垒型探测器对光灵敏，薄入射窗对光是透明的，照在探测器表面上的光子可以到达灵敏体积内。可见光光子的能量约为 $(2\sim 4)\text{eV}$ ，大于硅和锗的能隙 E_g ，因此可见光光子与半导体相互作用可能产生电子—空穴对，普通房间内的光线就能引起很高的噪声。所以使用于探测带电粒子时探测器必需在真空密封条件下，以使噪声降低到可以忽略的水平。面垒型探测器的窗很薄，决不能用手触摸其镀金面。

2. 扩散型

扩散型探测器是把一种类型的杂质扩散到另一种相反类型的半导体内而形成PN结的探测器。通常是将五价磷(磷可以是气态，也可以是固态)，在高温($800\sim 1000\text{ }^\circ\text{C}$)下扩散到P型硅中，即扩散进一层施主杂质而形成N型薄层，它是粒子入射窗。扩散深度通过调节扩散过程的温度和时间来控制，通常扩散深度为 $(1\sim 2)\ \mu\text{m}$ 。N型表面层杂质浓度比原来的P型材料的杂质浓度高，耗尽层主要在结的P边，因此很大部分N型表面层来被耗尽，但是扩散型探测器的“死层”，比较厚，约为 $(0.1\sim 1)\ \mu\text{m}$ 。灵敏区的最大厚度限制在约 $600\ \mu\text{m}$ 范围内，制造时需经 $1000\text{ }^\circ\text{C}$ 左右的高溢，这导致半导体载流子寿命减小，影响其能量分辨率，使这种探测器的应用受到限制。随着半导体器

件工艺的改进，70年代研制出了低噪声氧化物钝化PN结探测器，克服了老式扩散型探测器的缺点，并能制作成大面积的浅扩散结。它的灵敏区比面垒型的厚，可用来制作室温下使用的β射线和X射线探测器。

3. 离子注入型

利用加速器产生的具有一定能量的正离子束流，直接穿透半导体表面而形成离子注入型PN结半导体探测器。通常用硼离子轰击N型硅，用磷离子轰击P型硅，离子束能量在5~100 keV之间。由于用磁分析器排除杂质，入射粒子束便具有高纯度。这种探测器受环境影响小，工作更稳定，这是面垒型所不及的。通过调节离子束的能量和强度很容易得到所需的深度和掺杂浓度。离子注入型的另一优点是可以在高阻硅上得到薄窗(可薄到34nm)且耐磨损。其缺点是入射离子产生强的辐射损伤，形成大量俘获和复合中心，能量分辨率不如面垒型的好。

四、特性参量

2. 结电容

当PN结所加的反向偏压变化时，结区厚度也跟着变化，从而结区内的空间电荷量也要发生变化。这种结区电荷随外加电压的变化表明结区具有一定的电容。结区的电容可用平行板电容器的电容公式来计算：

$$C_d = \frac{\epsilon_0 S}{4\pi d k} \quad (3.21)$$

式中： ϵ_0 为介电常数，单位为F/m；S和d分别为探测器的面积和结区厚度，单位分别为 m^2 和m；k为静电力恒量，其值为 $9 \times 10^9 N \cdot m^2/C$ 。若S和d的单位分别用 cm^2 和cm，则

$$C_d = \frac{\epsilon_0 S}{4\pi d} \times 3^{-2} \times 10^{-11} (F) \quad (3.22)$$

将(3.20)式代入(3.22)式，则

对N型Ge：

$$C_d = 1.4 \times 10^4 S (\rho_N V_0)^{1/2} (pF)$$

对P型Ge：

$$C_d = 2.0 \times 10^4 S (\rho_p V_0)^{1/2} (pF)$$

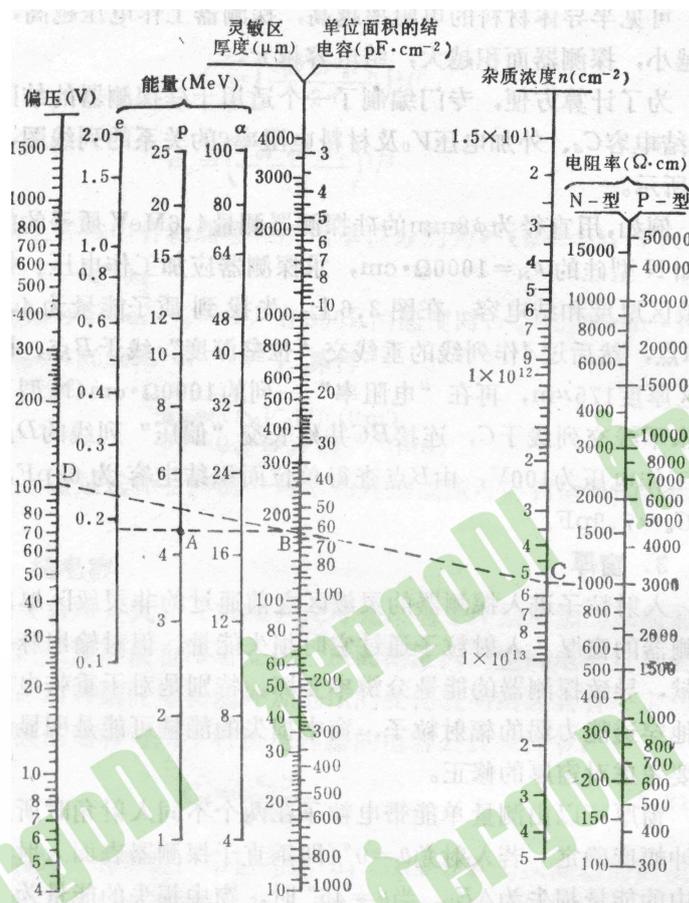
(3.23)

可见半导体材料的电阻率越高，探测器工作电压越高，结电容越小，探测器面积越大，结电容越大。

3. 窗厚

入射粒子进入探测器的灵敏区之前通过的非灵敏区厚度叫做探测器的窗厚。入射粒子通过它时损失能量，但对输出脉冲没有贡献，导致探测器的能量分辨率变坏。特别

对于重带电粒子或其他穿透能力弱的辐射粒子，窗中损失的能量可能是明显的，所以要考虑对窗厚的修正。



窗厚可以由测量单能带电粒子在两个不同入射角时所产生的脉冲幅度确定。若入射角 $\theta = 0^\circ$ (RH垂直于探测器表面入射) 时，窗中的能量损失为 ΔE_1 。当 $\theta = 45^\circ$ 时，窗中损失的能量为

$$\Delta E_1 / \cos \theta = \Delta E_1 / \frac{\sqrt{2}}{2} = \sqrt{2} \Delta E_1$$

假设入射粒子在窗材料中的射程大于窗厚而小于灵敏区厚度，则能量为 E_0 的入射粒子以这两个角度入射分别损失在灵敏区内的能量差为：

$$\Delta E = (E_0 - \Delta E_1) - (E_0 - \Delta E_2) = \Delta E_2 - \Delta E_1 = (\sqrt{2} \Delta E_1 - \Delta E_1) \quad (3.24)$$

从实验测得的脉冲幅度求得 ΔE_1 ，就可以根据材料对这种入射粒子的电离损失率求出窗厚。

金硅面垒型探测器的窗是金层厚度加上硅的死层，一般金层厚 $0.01 \sim 0.05 \mu\text{m}$ ，硅死层厚度与 $\ln(\rho B/V_0)$ 成正比，其中 B 为常数， ρ 为硅的电阻率， V_0 为外加偏压。例如当 $\rho = 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ ， $V_0 = 100\text{V}$ 时，硅死层厚度为 $0.08 \mu\text{m}$ 。适当增加所加偏压可使硅的死层很小，即探测器的窗可以变得很薄。入射窗的厚度一般是不均匀的。常常是中心部分薄，边缘部分厚。作能量测量时，往往经过准直使用中心部分。

4. 能量分辨率

金硅面垒半导体探测器是作 α 粒子等重带电粒子能谱测量的比较理想的探测器。影响其能量分辨率的因素主要是：电子-空穴对数的统计涨落；核散射效应；探测器的噪声；空气和窗吸收的影响等。

金硅面垒探测器输出脉冲幅度正比于入射粒子的能量，即探测器输出脉冲幅度与入射粒子的能量成线性关系。且对各种类型的粒子都具有良好的线性。

五、输出脉冲

半导体探测器的输出脉冲由入射粒子在探测器灵敏区产生的电子-空穴对在外电场作用下向两极漂移形成。探测器的输出脉冲形状不仅与探测器灵敏区内电子和空

穴的收集时间有关，而且和它的输出电路有关，其输出电路如图3.7(a)所示。探测器的工作电压由电源电压经过负载电阻 R_L 供给，输出信号同时从这里引

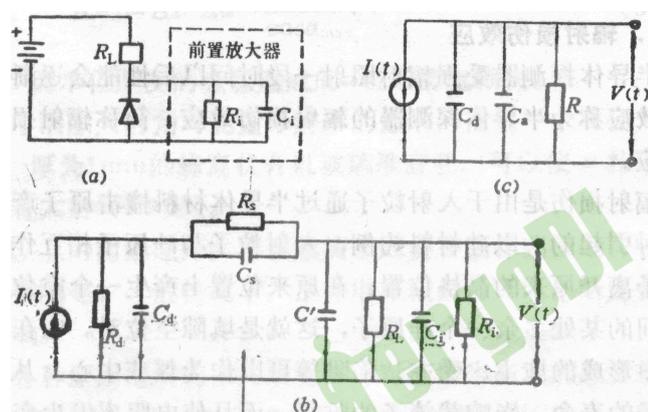


图3.7金硅面垒探测器的输出电路

(C_i 、 C_d 、 C' 分别为前置放大器输入电容、探测器结电容、杂散电容； R_i 、 R_d 、 R_L 、分别为前置放大器输入电阻、探测器灵敏电阻、负载电阻， R_s 、 C_s 为探测器非灵敏区电阻、电容)

(a) 输出电路； (b) 等效电路； (c) 简化等效电路。

出，输出脉冲经过前置放大器放大后再被电子学仪器线路接收、记录。一般情况下探测器非灵敏区电阻 R_s 和电容 C_s 很小，可以忽略。探测器输出电路的等效电路如图3.7(b)和(c)所示。 R 是 R_d 、 R_L 和 R_i 并联后的总电阻， $C_a = C' + C_i$ 。

金硅面垒探测器灵敏区内电场的分布是不均匀的，入射粒子在其中产生的电子—空穴对的地点又不固定，所以输出脉冲信号的理论计算是很复杂的。

当输出电路的时间常数 $R(C_a + C_d)$ 比探测器内载流子收集的时间大很多，即电流 $I(t)$ 对 $(C_a + C_d)$ 充电过程中 R 上的漏电荷可以忽略时，半导体探测器的输出电压脉冲最大幅度为：

$$V_{\max} = \frac{N_0 e}{C_a + C_d} \quad (3.35)$$

电压脉冲达到 V_{\max} 以后，其后沿将以时间常数 $R(C_a + C_d)$ 按指数规律下降：

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C_a + C_d} e^{-t/R(C_a + C_d)} \quad (3.36)$$

金硅面垒探测器输出脉冲形状如图 3.8 所示。

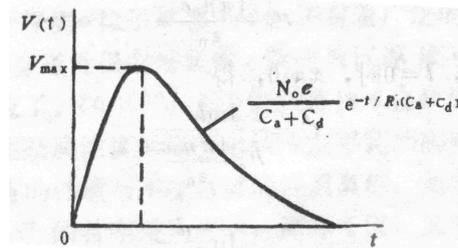


图 3.8 金硅面垒探测器输出脉冲的形状

第三节 锂漂移型半导体探测器

a上节介绍的PN结型半导体探测器灵敏区厚度很难达到 2mm以上，它对于探测 α 粒子等重带电粒子有着广泛的应用。但对于像 γ 射线这样穿透性很强的辐射，因灵敏区厚度或有效体积有限，就不适应了。60 年代，采用锂漂移技术在P型和N型半导体之间得到受主杂质浓度和施主杂质浓度平衡的高电阻率补偿材料区，该区具有的性质与本征材料的性质类似，通常以符号I（英文“*Intrinsic*”的首字母）表示，简称I区，又叫补偿区，它是探测器的灵敏区。可获得厚度大于 10mm的灵敏区。所以锂漂移探测器是P-I-N结构，习惯上又称为PIN探测器。

一、灵敏区的形成

对于硅和锗，目前纯度最高的材料多数是P型的，最好的纯化过程也会使受主杂质在材料中占优势。因此要达到所希望的补偿必须在材料中添加施主原子。锂是唯一可以足够高的浓度注入硅或锗中作为补偿（施主）杂质的。

一块P型半导体，例如掺硼的Si单晶，最初它的受主杂质的浓度是均匀分布的。在P型半导体的一面蒸发上一层金属锂，由于锂在Si和Ge半导体中的迁移率高而电离能较低（在硅中是 0.033eV，在锗中是 0.093eV），在室温下锂全部电离，电子进入到导带内，起施主作用。而锂离子 (Li^+) 的半径只有 $6 \times 10^{-2} \text{ nm}$ ，比室温下Si和Ge的晶格间距（分别为 $5.42 \times 10^{-1} \text{ nm}$ 和 $5.64 \times 10^{-1} \text{ nm}$ ）小得多，因此，在电场作用下，锂离子很容

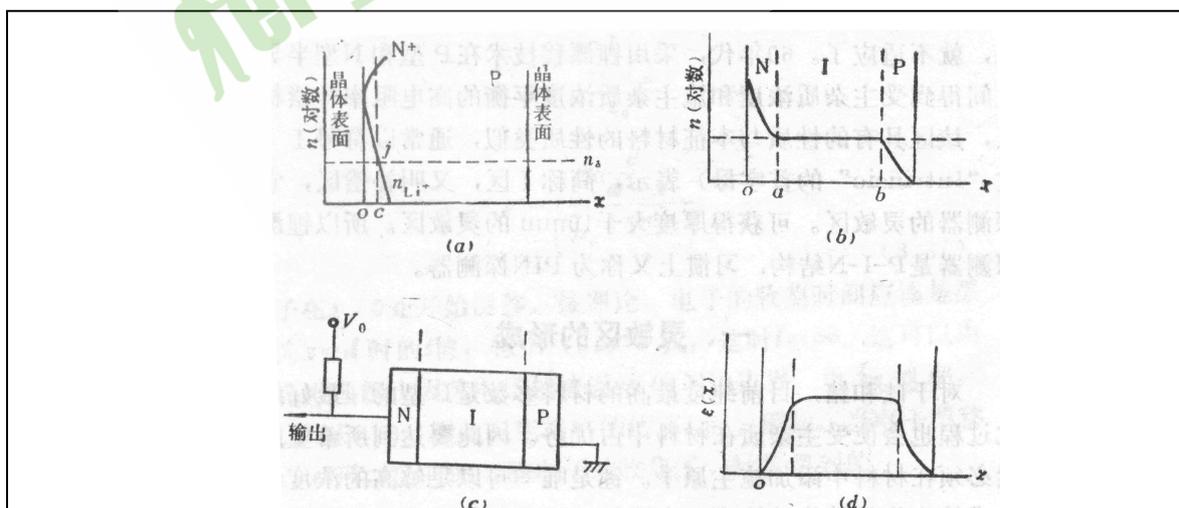


图 3.9 PIN 结构及其杂质浓度、电场强度分布

(d) 漂移前 F (的漂移后 F (c)PIN 探测器的基本结构，(d) 电场强度分布。

易穿过晶格，作为填隙离子漂移深入到半导体内部，它和原来的负离子（例如 B^- ）由于静电作用而形成稳定的中性离子对（例如 $Li^+ B^-$ ）。这相当于施主原子把多余的一个电子给了受主原子，使在此区域内的电子和空穴都减少，从而大大提高了电阻率。这就是锂的补偿作用。

漂移过程中为了达到足够的效果，在典型的漂移温度下 ($60^\circ C$) 往往需要深移几天至几周的时间。

锂漂移前后杂质浓度 n 的分布如图 3.9 给出。图 3.9 (a) 是在没有加偏压时锂漂移前 Li^+ 的浓度 n_{Li^+} 和 P 型杂质浓度 n_a 的分布， n_a 是均匀分布的。在距离晶体一个表面 oc 距离的 j 点 n_{Li^+} 分布曲线和 n_a 分布曲线相交，在 j 点 $n_{Li^+} = n_a$ 。在 j 点的左边这一面锂施主大大超过原有的受主，形成 N 型区，用 N^+ 表示，上角标 “+” 表示杂质浓度非常高，称为重掺杂的 N 型区。而在 j 点的右边仍为 P 型，从而形成 PN^+ 结。图 3.9 (b) 是漂移后杂质浓度和 Li^+ 浓度的分布曲线。漂移中， PN^+ 结加反向偏压（称为漂移电压），同时升高晶体的温度以提高 Li^+ 的迁移率，在电场的作用下， Li^+ 沿电场方向向 P 区漂移， Li^+ 的浓度将会增加到接近原有的受主杂质浓度，刚好补偿，导致漂移区各点的空间电荷为零的状态，形成电阻率很高的本征区 (I 区)。漂移过程一旦完成，就得到如图 3.9 (c) 所示结构的探测器。I 区的厚度不再随外加电压变化，而是固定的。这和 PN 结的耗尽层厚度不同。理论上在无外界作用时，“I” 区不存在电荷，所以对于如图 3.9 (c) 所示的平面状结构的探测器，假设锂的补偿是完善的，I 区的电场就是均匀分布的，恒定电场强度为：

$$\varepsilon = \frac{V_0}{d} \quad (3.40)$$

式中 V_0 是探测器所加工作电压， d 为本征层厚度。

平面型锂漂移探测器的灵敏区电容可用 (3.22) 式计算。

目前由于工艺水平所限，平面型结构 PIN 探测器的灵敏区厚度最大只能达到 20mm。为了制造灵敏体积更大的探测器，可以使锂从圆柱形 P 型半导体材料的外表面向里漂移而制成同轴型 PIN 探测器。因为漂移完成后，晶体中还保留有 P 型芯子，所以同轴型以 P 芯贯穿晶体的情况可分为双端同轴探测器和单端同轴探测器，如图 3.10 所示。双端型探测器才是“真同轴”的。目前同轴型探测器的灵敏体积可超过 200 cm^3 构的 PIN 探测器，灵敏体积内的电场不再是均匀分布的。对于补偿完善而无空间电荷的双端同轴型，若 r_1 芯半径， r_2 为本征区外半径，则在本征区内半径 r 处的电场强度为：

$$\varepsilon_e(x) = \frac{V_0}{r \ln(r_2 / r_1)} \quad (3.41)$$

灵敏区电容为:

$$C_d = \frac{\varepsilon_0 l}{2 \ln(r_2 / r_1)} \times 3^{-2} \times 10^{-11} F \quad (3.42)$$

式中: l 为本征区长度, 它和 r_1 和 r_2 的单位均为 cm, 介电常数 ε_0 的单位为 F/m。

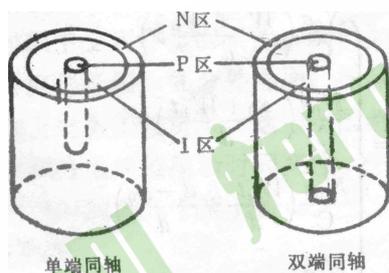


图 3.10 同轴型PIN探测器示意图

二、输出脉冲

a对锂漂移型半导体探测器输出脉冲的分析类似于对脉冲电离室输出脉冲的分析, 所不同的是在半导体中电子和空穴的迁移率比较接近, 而在气体中电子比正离子的迁移率大得多。

2. 平面型探测器

平行板电离室输出电压脉冲的解析式来表示:

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C} \left(\frac{W_c + W_h}{d} t \right) \quad (t < t_h \text{ 并 } t < t_c)$$

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C} \left(\frac{x_0 + W_h t}{d} \right) \quad (t_c < t < t_h)$$

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C} \left(\frac{W_c t}{d} + \frac{d - x_0}{d} \right) \quad (t_h < t < t_c)$$

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C} \quad (t > t_h, t > t_c)$$

式中: W_e 和 t_e 分别是电子的漂移速度和收集时间, 显然 $t_e = \frac{x_0}{W_e}$; W_h 和 t_h 分

别是空穴的漂移速度和收集时间, $t_h = \frac{d-x_0}{W_h}$; c 是收集极对地电容, 其中包括

装置电容和分布电容。可以明显看出, 输出电压脉冲的形状与最初产生电子—空穴对的地点 x_0 有关。因为 $W_e > W_h$, 电子和空穴对脉冲的贡献是不一样的。可以由下面几种特殊情况下的脉冲形状更清楚地说明:

①当 $x_0 \approx 0$ 时, 即电离发生在非常靠近收集电极 (N^+ 侧) 处, 电子很快被收集, 脉冲前沿时间主要由空穴漂移的贡献, 脉冲前沿时间 $T_1 = d/W_h$; ②当 $x_0 \approx d$ 即电离发生在非常靠近负电极处时, 脉冲前沿时间主要是电子漂移的贡献, 电压脉冲前沿时间处定于电子收集时间 $T_2 = d/W_e$ 。当电离发生在灵敏区的任一位置 $x = x_0$ 时, 电子和空穴都对脉冲有贡献。而且实际上入射粒子不只是在 x_0 处产生电子—空穴对, 而是沿路径都产生电子—空穴对, 电压脉冲前沿最大时间由空穴漂移时间和电子漂移时间之和决定:

$$T_{\max} = \frac{d-x_0}{W_h} + \frac{x_0}{W_e} \quad (3.44)$$

图 3.11 示出了平面型 PIN 探测器中入射粒子在灵敏区不同地点产生电离时输出电压脉冲前沿形状示意图。

实测的脉冲前沿时间比 (3.44) 式计算的要大得多, 这是因为脉冲前沿时间实际上受到许多因素的影响。如杂质和晶格缺陷造成的空间电荷效应将抵消一部分外电场; 探测器非灵敏体积区具有一定电阻, 加上电极接触电阻, 这些电阻都是串联起来的, 它们和结电容组成积分电路使前沿时间变慢。一般锂漂移型探测器输出电压脉冲前沿时间为几十至上百 ns。

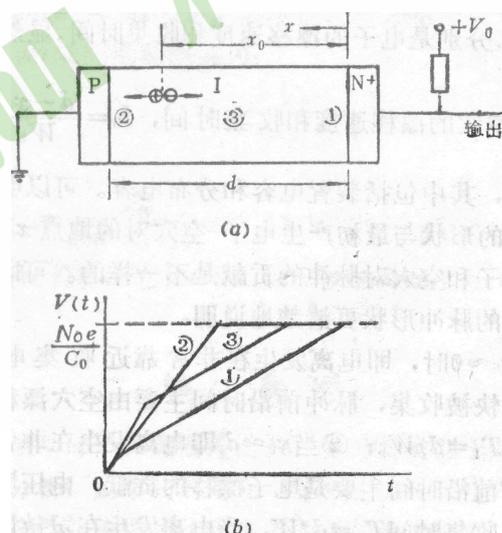


图 3.11 入射粒子在灵敏区不同位置产生电离时形成的输出电压脉冲前沿示意图

(a) 载流子产生地点; (b) 电压脉冲前沿

2. 同轴型探测器

同轴型探测器大多是圆柱形状, 可用圆柱型电离室的输出电压脉冲公式表示。设在 $t=0$ 时, 在距中心 r_0 处产生 N_0 对载流子, 则 t 时刻在 r 处输出脉冲电压为:

$$V(t) = \frac{N_0 e}{C \ln(r_2 / r_1)} \left[\ln\left(1 + \frac{W_e t}{r_0}\right) - \ln\left(1 - \frac{W_h t}{r_0}\right) \right] \quad (3.45)$$

脉冲是对数上升的, 最大幅度为 $\frac{N_0 e}{c}$ 。

同样, 因为 $W_e > W_h$, 所以最大脉冲前沿时间等于在 $r_0 = r_2$ 时空穴的收集时间:

$$T_{\max} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2\mu_h V_0} \ln(r_2 / r_1) \quad (3.46)$$

在液氮温度时, $\mu_e = \mu_h = \mu$, 因为电场强度高到足以使电子和空穴的漂移达到饱和, 所以可得到:

$$r_0 = \left[\frac{1}{2}(r_1^2 + r_2^2) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.47)$$

得到相应的最小前沿时间:

$$t_{r \min} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{4\pi V_0} \ln(r_2 / r_1) \quad (3.48)$$

图 3.12 示出了同轴型 PIN 探测器内入射离子产生电离的地点 r_0 不同处形成的脉冲前沿示意图。

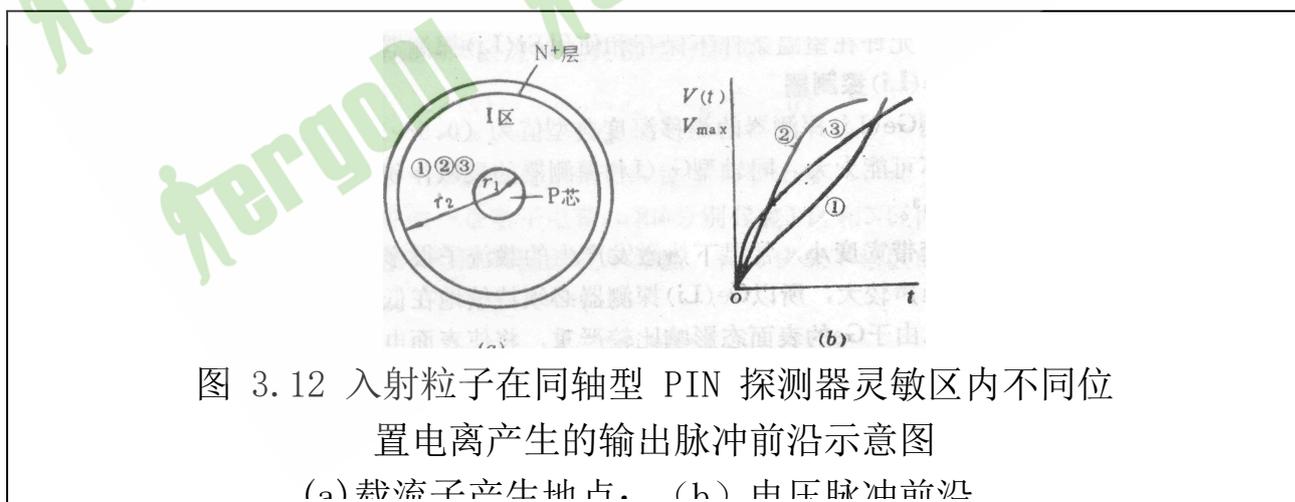


图 3.12 入射粒子在同轴型 PIN 探测器灵敏区内不同位置电离产生的输出脉冲前沿示意图

由图 3.11 和图 3.12 可以看出, 在 N-I 边界线或 I-P 边界线附近产生的载流子引起脉

冲上升得较慢，实际测量的比估算的还要慢。这些慢上升的脉冲幅度大部分也是“欠缺”的。这是因为在边界处补偿得不好，俘获效应引起电荷损失严重，因此造成脉冲幅度谱中所记录的峰的低能尾巴。实验研究发现，射程短的粒子主要在靠近前接点的补偿得不好的灵敏区与物质相互作用，低能尾巴比较明显。而 γ 射线穿透能力较强，在探测器灵敏体积内几乎是均匀起作用的，低能尾巴不明显。

三、分类

硅和锗都可以做锂漂移型探测器的基质材料，所以锂漂移型探测器可以分成两类：锂漂移硅探测器和锂漂移锗探测器，它们分别用符号Si(Li)和Ge(Li)表示。它们在制造工艺上基本相似，但Ge用的漂移温度低(一般 60°C)，漂移时间较长，而且还必须在低温下进行“净化”漂移。因为在低温时，热激发载流子的影响较小，能使锂逐渐漂移以达到近乎完善的补偿； Li^+ 在锗中的迁移率比在硅中的大得多，因此在锗中漂移之后必须立即突然降低晶体的温度来保持锂的分布，一般降到液氮温度(77K)。而在硅中，室温下 Li^+ 的迁移率较低，在对能量分辨率要求不太高的情况下，允许在室温条件下保存和使用Si(Li)探测器。

1. Ge(Li)探测器

a平面型Ge(Li)探测器的漂移深度典型值为 $(0.5\sim 1.5)\text{cm}$ ，灵敏体积不可能太大。同轴型Ge(Li)探测器的灵敏体积可以做到大于 100cm^3 。

锗的禁带宽度小，常温下热激发产生的载流子很多，反向电流较大，噪声较大，所以Ge(Li)探测器必须持续地在低温下贮存和工作。又由于Ge的表面态影响比较严重，将使表面电流增大，探测器必须保持在真空条件下($1.333224\times 10^3\text{Pa}$ 以下)。实际用的Ge(Li)探测器都是密封在真空低温恒温器中，低温恒温器与装在杜瓦瓶中的液氮接触。假如出现慢漏气，液氮消耗率将变大。杜瓦瓶的相应尺寸和重量都远大于探测器本身，因此移动不方便，不适于小型的或便携式的应用。现在它逐渐被与它的能量分辨率接近但不需液氮冷却的高纯锗探测器取代了。

2. Si(Li)探测器

硅材料的半导体禁带宽度较大，这就使得硅的热致漏电流在任何给定温度下比锗的都小。而硅材料产生一个电子-空穴对所需的平均电离能及法诺因子和锗的大致相等，因此载流子数的固有统计涨落对能量分辨率的贡献与锗的大致相同。所以用同样的电子学线路，硅探测器的能量分辨率较好。

在金硅面垒探测器中，体电流对噪声的贡献不大。但是Si(Li)探测器的本征层较

厚，在室温下体电流可能成为重要的噪声源。因此，几乎所有的低噪声高分辨应用也都把Si(Li)探测器冷却到液氮温度进行，冷却方法和Ge(Li)的相同。

硅的原子序数($Z=14$)比锗的($Z=32$)低，对一般能量的 γ 射线光电吸收截面均为锗的 $\frac{1}{50}$ ，所以Si(Li)探测器一般在 γ 射线谱学($E_\gamma > 500\text{keV}$)中应用不广。但是，在硅中，光子能量在500keV以下时光电吸收概率较大，能量低于30keV时，光电吸收占主要地位，故Si(Li)探测器对光子能量低于30keV的 γ 光子的响应主要是光电峰。当探测器中的电场足够高时，电荷收集是完全的，全能峰的形状可以用高斯分布表示。所以Si(Li)探测器已为低能光子谱学中最常用的探测器。

四、特性参量

1. 能量分辨

能量分辨率好是锂漂移型探测器的一个重要特点。例如 $80\text{mm}^2 \times 2\text{mm}$ 的平面型Si(Li)探测器测量5.9keV X射线的能谱，半高宽可达到175eV。

2. ϵ 探测效率

锂漂移型探测器主要用于 γ 射线能谱和X射线能谱的测量，所以我们只讨论它对于 γ 射线和X射线(以下把它们统称为 γ 光子)的探测效率。探测效率可以分成两类：源效率(又称绝对效率)和本征效率。源效率定义为：

$$\epsilon_{\text{源}} = \frac{\text{记录到的脉冲数}}{\text{源发射的}\gamma\text{光子数}} \quad (3.49)$$

$\epsilon_{\text{源}}$ 不仅与探测器的性能有关，而且还与几何条件(主要是源到探测器的距离)有关。(3.49)式对带电粒子也适用。

本征效率定义为：

$$\epsilon_{\text{本征}} = \frac{\text{记录到的脉冲数}}{\text{入射到探测器灵敏体积内的}\gamma\text{光子数}} \quad (3.50)$$

$\epsilon_{\text{本征}}$ 主要取决于探测器的材料、 γ 光子能量和探测器本身在入射方向上的物理厚度 x 。由 γ 光子通过物质的吸收规律可求得：

$$\epsilon_{\text{本征}} = 1 - e^{-\mu x} \quad (3.51)$$

式中 μ 为探测器材料对被探测射线的线性吸收系数。当然，入射到探测器上的光子数与源和探测器之间的距离及物质有关。

对于各向同性的源，相对于源位置所张的立体角为 Ω ，则相对立体角因子(即几

何因子)为 $\Omega/4\pi$ ，若不考虑源和探测器灵敏体积之间的物质对 γ 光子的吸收，则两种效率之间的关系为：

$$\varepsilon_{\text{源}} = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \varepsilon_{\text{本征}} \quad (3.52)$$

若考虑中间物质的吸收，例如对于低能光子，探测器入射窗较厚时就应考虑窗的吸收，这时(3.52)式的右边还应乘以 $e^{-\mu' x'}$ ，其中 μ' 和 x' 分别为窗材料对被探测射线的线性吸收系数和窗厚。

由以上可以看出，探测效率与入射射线的能量、探测器的灵敏体积、源和探测器之间的距离等有关。

如果按记录的事件的性质分，还可以分为总效率、源峰效率、本征峰效率。总效率定义为：

$$\varepsilon_{\text{总}} = \frac{\text{全谱内的计数}}{\text{源发射的}\gamma\text{光子数}} \quad (3.53)$$

总效率和源效率是等效的。而源峰探测效率和本征峰探测效率分别定为：

$$\varepsilon_{\text{源峰}} = \frac{\text{全能峰内的计数}}{\text{源发射的}\gamma\text{光子数}}$$

(3.54)

$$\varepsilon_{\text{本征峰}} = \frac{\text{全能峰内的计数}}{\text{射到探测器灵敏体积内的}\gamma\text{光子数}} \quad (3.55)$$

同样有关系式：

$$\varepsilon_{\text{源峰}} = \varepsilon_{\text{本征峰}} \cdot \frac{\Omega}{4\pi}$$

(3.56)

探测器的总效率和峰效率之间的关系用“峰总比” R 联系起来：

$$R = \frac{\varepsilon_{\text{源峰}}}{\varepsilon_{\text{总}}} = \frac{\text{全能峰内的计数}}{\text{全谱内的计数}} = \frac{\varepsilon_{\text{本征峰}}}{\varepsilon_{\text{本征}}} \quad (3.57)$$

以上各式中“全谱内的计数”系指谱线下整个面积内的计数。“全能峰内的计数”指全能峰面积内的计数，关于“面积”的确定，将在以后章节详细讨论。

由以上讨论可知，本征效率可以随辐射源对探测器轴的取向而显著变化(因为取向不同， x 不同)，而厂方只给出探测器尺寸的标称值，对于几何形状复杂的同轴型探测器，计算本征效率比较困难。就是厂方给出了尺寸，由于有效体积边缘附近的电

荷收集不完全，也可能会影响 $\varepsilon_{\text{本征}}$ 的正确确定，而且探测器本身通常是安装在真空低温恒温器内，有时难以确定源与探测器间的准确距离，计算总效率也有困难。所以组漂移型探测器的探测效率常用相对效率。厂家给出的相对效率是相对于标准的 $\Phi 7.62\text{cm} \times 7.62\text{cm} (\Phi 3'' \times 3'')$ 圆柱形 NaI(Tl) 闪烁体对 ^{60}Co 的 1.33MeV γ 射线、源到探测器的距离为 25cm 时的探测效率。这种条件下 NaI(Tl) 闪烁探测器的源峰效率为 1.20×10^{-3} ，相对峰效率为：

$$\varepsilon_{\text{相对峰}} = N_{\text{峰}} / N'_{\text{峰}} \quad (3.58)$$

式中 $N_{\text{峰}}$ 和 $N'_{\text{峰}}$ 是在相同测量时间内分别用 PIN 探测器和 NaI(Tl) 闪烁探测器测得的全能峰内的计数。

以上的效率公式，对高纯锗测器和其他探测器也适用。

第四节 高纯锗测器

高纯锗测器(以下用它的英文名称缩写“HPGe”表示)是在 70 年代研制出的新型半导体探测器。近来它普遍用在 γ 射线谱仪中，取代了 Ge(Li) 探测器。HPGe 探测器经过多次升温和冷却仍然能正常工作，证明了它能在室温下保存。但为了避免探测器真空室内的残留蒸气可能污染探测器表面和减少漏电流，条件许可时最好把它连续保持在液氮温度下。 a

一、基本结构

1. $N^+ - P - P^+$ 结构

HPGe 探测器的基体可以用 P 型锗，也可以用 N 型锗。分别称为 P 型 HPGe 探测器或 N 型 HPGe 探测器。目前高纯锗净杂质浓度可以降低到 $(10^{10} \sim 10^9)$ 原子/ cm^3 。因为在一定电压下，PN 结耗尽深度与电阻率的平方根成正比，因此如此低的杂质浓度，相应的电阻率高到使偏压不到 1000V 时耗尽深度就可达到 10mm，所以可以得到大的灵敏体积。

若以 P 型高纯锗作基体，在一面蒸发锂经过短期升温扩散形成 N^+ 层，从而形成 N^+P 结，在 N^+P 结上加反向偏压形成探测器的耗尽层。而在基体材料的另一面可用离子注入技术构成 P^+ 触点或真空蒸金形成金属—半导体面垒 P^+ 接触。图 3.13(a) 给出了 HPGe 探测器的 $N^+ - P - P^+$ 基本结构。HPGe 探测器一般工作在全耗尽状态，通常用 P^+ 面作入射窗，因此与 N^+ 锂触点连接的死层总是比与面垒相连的死层厚得多。

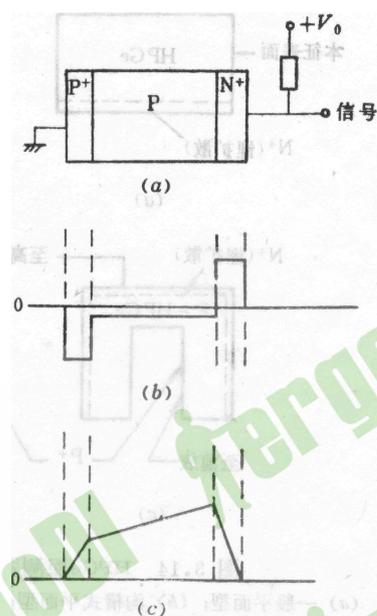


图 3.13 HPGe探测器的基本结构和“过低压”、“全耗尽”状态时的电场分布
 (a) HPGe探测器的 $N^+ - P - P^+$ 结构；(b) 电荷密度 σ 的分布；(c) 电场 ζ 分布

探测器反向偏置即 N^+ 面加上较 P^+ 面正的电压。耗尽区从 N^+ 开始随电压的升高进一步延伸到P区，当电压加到足够高时，探测器全耗尽，灵敏体积从 N^+ 触点一延伸到 P^+ 触点。这种情况下，电场在P区(灵敏区)的 N^+ 端最高，在 P^+ 端为零。通常把偏压加一个增量即使用“过偏压”，使整个探测器中各处的电场都增加一个常量（见图 3.13(C)）。使得最低电场处也能使载流子的速度达到饱和，便可缩短载流子的收集时间，减少复合和俘获效应对能量分辨率的影响。由于 N^+ 层和 P^+ 层比P区的杂质浓度高得多，P区的电荷密度为 $\sigma = -n_a e$ ，其分布如图 3.13(b)所示，这显然和PIN探测器的不同，PIN探测器在完全补偿时，灵敏区内无空间电荷。

2. 结构分类

高纯锗探测器按照结构特点可以分为平面型和同轴型。根据应用的要求，平面型和同轴型又可制造成不同的几何形状，如图 3.14 所示。

平面灵敏体积与耗尽层厚度和直径有关。入射窗很薄，主要用于 3keV-1MeV 能量范围的 γ 射线和X射线的探测。图 3.14 (a) 是一般平面型HPGe探测器的几何形状。这种结构可以充分利用原材料，以制成尽可能大的探测器。图 3.14(b) 是沟槽式平面型，它可以改善探测器内部的电场分布，减小漏电流，降低噪声，改善能量分辨率。

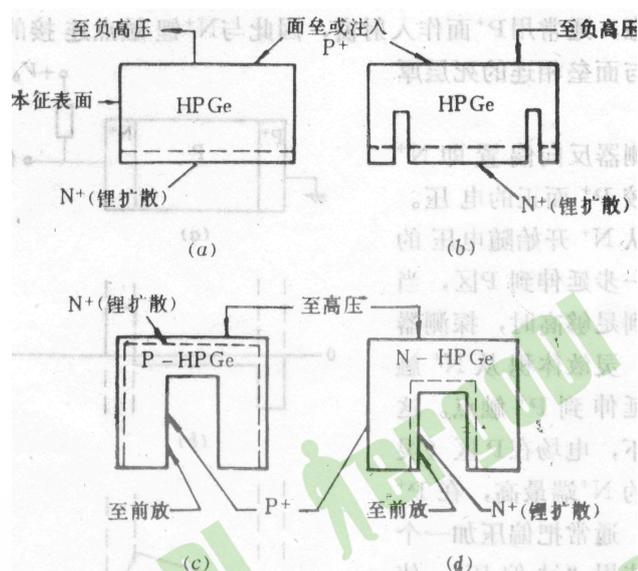


图 3.14 HPGe探测器的几何形状示意图

(a) 一般平面型；(b) 沟槽式平面型；(c) P型铜轴型；(d) N型铜轴型

图 3.14(c) 和 (d) 分别是P型同轴HPGe和N型同轴HPGe探测器。它们都是N+-P-P+结构。但P型的N+接触在圆柱体外表面，P+接触在圆柱体轴芯孔的内表面(为提供一个触点必须除掉中心部分而成轴芯孔，这与同轴锂移型不同)，这使得探测器具有最低的耗尽电压。它适合于对较高能量的X射线和γ射线的探测。N型的N+接触和P+接触与P型的相反，故又称倒置电极型同轴HPGe探测器。离子注入法或蒸发法制成的P+层厚度小子 0.3 μm。锂扩散形成的轴芯孔径N+层较厚。这种结构制成的探测器具有一些突出的优点：①由于不存在厚的外死层(锂扩散层)，入射窗薄，可做成低能探测器，可适应的γ射线能量范围为(3~10)keV，而P型同轴探测器只适用于 500keV~10MeV的γ射线，能量范围；②薄的外死层将使对康普顿相互作用继发的次级γ射线的吸收减到最小，这在反康普顿装置中是十分有用的；③具有较强的抗中子辐射损伤的能力，这是因为快中子在锗中产生空穴陷阱。

二、电场和电容

对于平面型结构的探测器就和PN结探测器没有本质区别，可用(3.14)式求得平面型HPGe探测器的耗尽深度：

$$d = \left(\frac{\xi_0 V_0}{2\pi n_a e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.59)$$

式中 ξ_0 为介电常数； V_0 为外加偏压， n_a 为P区受主杂质浓度； e 为电子电荷。

平面型高纯锗探测器与PN结探测器一样，当外加电压 $V_0 < V_d$ 时，灵敏区的电容为：

$$C_d = \frac{\xi_0 S}{4\pi d} \times 3^{-2} \times 10^{-11} \text{ (F)} \quad (3.62)$$

s式中d用(3.59)示表示。由(3.18)式电阻率

$$\rho_p = \frac{1}{n_a \mu_h e}$$

四、 特性参量

1、灵敏区s和死区

高纯锗探测器一般工作在全耗尽状态下，因此处死层以外整个锗材料均为对辐射灵敏的区域。目前平面型结构的灵敏体积可以做到(0.1-40) cm³，同轴型结构可做到(40-200) cm³。

平面型HPGe探测器P⁺层入射窗的死层是面垒金蒸发层，此外还由于射线与物质相互作用后产生的热电子，在其漂移运动过程中被电极收集前，一部分先扩散到表面被复合掉，该扩散厚度形成一个附加的死层，通常为(0.3~0.4) μm厚。

2. 能量分辨率

影响能量分辨率的因素主要是探测器中产生载流子对数目的统计涨落；探测器中载流子的复合和俘获；探测器和电子学系统的噪声等。HPGe探测器可探测2keV~10MeV范围的X和γ射线。HPGe探测器的能量分辨率与Ge(Li)探测器的接近。分辨率的数值常指对能量为5.9keV和122keV，662keV及1332keV的γ射线的分辨率。表3.2和表3.3给出了HPGe探测器能量分辨率的典型数值。

表 3.2 平面型高纯锗探测器的能量分辨率

探测器尺寸			分辨率 (FWHM)	
直径 (mm)	面积 (mm ²)	耗尽层深度 (mm)	对 5.9keV (eV)	对 122keV (eV)
6	28	5	165	480
10	80	7	180	490
16	200	10	195	495

25	500	13	300	565
32	800	13	340	575
36	1000	13	360	590
44	1500	15	540	710
51	2000	15	600	750

表 3.3 同轴型高纯锗探测器的能量分辨率

效率 (%)	分辨率 (FWHM)	
	对 122keV (eV)	对 1.33MeV (keV)
5	900	1.9
10	900	1.9
20	925	1.9
30	950	2.1

3. 时间特性

探测器的输出脉冲的时间特性受灵敏区的电场和电荷收集情况的支配,所以HPGe探测器的输出脉冲和锂漂移型探测器的没有明显差异。但HPGe的电场分布比Ge(Li)的优越,较高的电场虽然对电子的收集没多大影响,但缩短了空穴收集时间。所以在几何形状和外加电压都相同的情况下,HPGe探测器比Ge(Li)探测器的输出脉冲的时间特性要好些。

第五节 化合物半导体探测器

a使用硅和锗两种材料制成的探测器,因为它们的电荷传输性质良好,可以收集入射辐射所产生的所有电子-空穴对来形成基本信号脉冲。但硅和锗还不是理想的。例如为使热致漏电流减小,需要在低温下使用。对 γ 射线的探测,需要高原子序数元素。60年代后期人们注意寻找至少含有一种高原子序数元素的其它合适的半导体材料,有几种化合物半导体材料可以作为室温核辐射探测器材料。本节将这些化合物半导体材料的某些性质与硅、锗作了比较,简要地讨论这些化合物半导体材料制成的探测器。

一、化合物半导体材料的特性

硅探测器对 γ 射线的探测效率较低,锗探测器使用时需在液氮温度下冷却,这是由于它们的原子序数低和禁带宽度很窄的缘故。但存在几种化合物半导体材料,如碘化汞(HgI_2)、碲化镉(CdTe)、砷化镓(GaAs)等,它们的平均原子序数高,禁带宽

度大，而且这些化合物半导体材料净杂质浓度较低，可以使灵敏区增大。因此，用这些化合物半导体材料制成的各种探测器具有较好的性能。几种化合物半导体材料和 Si、Ge 半导体材料在室温时 (300K) 的性能列入表 3.4 中。

表 3.4 半导体材料的性能

材料	原子序数	介电常数	密度 (g/cm ³)	平均电离能 (eV)	禁带宽度 (eV)	载流子漂移长度	净杂质浓度 (cm ⁻³)
硅	14	11.7	2.33	3.62	1.12	M量级	~10 ⁹
锗	32	15.7	5.32	2.80	0.66	M量级	~10 ¹⁰
GdTe	31, 33		5.30	4.35	1.40	Mm量级	~10 ¹³
HgI ₂	80, 53	8.8	6.40	4.15	2.14	Mm量级	半绝缘

二、几种化合物半导体探测器

1. HgI₂ 探测器

1971 年问世的 HgI₂ 是一种兼有高 Z 成分和宽禁带的匀质半导体材料，制成的核辐射探测器是无结器件，称之为匀质体电导型探测器，其工作原理与其它半导体探测器的类似。在晶体的两相对面涂上胶体石墨或蒸发金属做上欧姆接触电极而构成的探测器，其灵敏区是通过电场感应产生的。入射 X、γ 射线或带电粒子在探测器内损耗能

量，产生电子—空穴对而使晶体具有导电性。它的电阻率大于 $10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ ，在探测器上加足够高的电压，以产生较强的电场(可达到 $(1.0 \sim 10) \text{ MV/m}$ 而不击穿)，使之尽可能完全地收集这些电荷。电子—空穴对在外电场作用下，分别向正、负极漂移，而产生输出脉冲。

从表 3.4 中可以看出， HgI_2 晶体具有两个显著的特点：①原子序数高、密度大，因此阻止本领大，探测灵敏度和效率都高，尤其对低能光子的光电截面是锗的 100 倍，对于厚为 1.2 cm 的 HgI_2 探测器， γ 射线能量直到 1.5MeV，其探测效率还可以达 80%。

②禁带宽度大，允许在 $-50 \sim 50^\circ\text{C}$ 这样的温度变化范围内工作。

HgI_2 探测器的主要性能参量有：

(1) 光谱响应

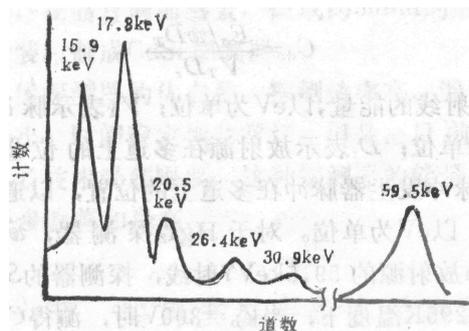
物质对 γ 光子的光电吸收系数 $\mu_{ph} \propto Z^5$ ，其中 ρ 、 Z 分别为探测器材料的密度和原子序数。当光子能量相同而探测器材料不同时，从表 3.4 的数据中可以看出， HgI_2 的 μ_{ph} 最大，所以它具有强的光电效应。从光谱响应特性看， HgI_2 探测器适于探测 $(300 \sim 600) \text{ nm}$ 的光子，并约在 570nm 处出现最大的光电吸收。大多数闪烁体发射最强光的波长是 $(400 \sim 560) \text{ nm}$ ，因此 HgI_2 探测器适于探测闪烁光。利用 HgI_2 的强光电效应对闪烁光的良好光谱响应，可将 HgI_2 作为光电探测器代替光电倍增管来探测闪烁光。目前 HgI_2 与闪烁体经光耦合构成的新颖的核探测器有 $\text{HgI}_2\text{-NaI(Tl)}$ ， $\text{HgI}_2\text{-CsI(Tl)}$ ， $\text{HgI}_2\text{-BGO}$ 和 $\text{HgI}_2\text{-CSO}$ (正硅酸*****) 等。

(2) 能量分辨率

半导体探测器谱仪系统的能量分辨率取决于探测器及前置放大器的噪声和电子—空穴对数的统计涨落。 HgI_2 的平均电离能为 4.15eV，所以统计涨落造成的谱线展宽 $\text{FWHM} = 2.355 (\text{FW} E_0)^{1/2}$ 比较小。选择低噪声前置放大器，可以使 HgI_2 谱仪的具有较好的能量分辨率。

HgI_2 对于 ^{55}Fe 的 5.9keV X 射线、 ^{241}Am 的 59.5keV 的 γ 射线和 ^{137}Cs 的 662keV 的 γ 射线的能量分辨率分别为 5%、2% 和 0.7%。接近 Si 探测器的水平。

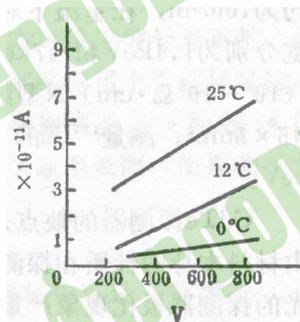
图 3.15 是灵敏区厚度为 200 μm ，面积为 8mm^2 的 HgI_2 探测器测得的 ^{241}Am γ 射线能谱。59.5keV 的全能峰与低能 γ 的全能峰相比较明显地不对称。这是因为输出脉冲形状与电离地点有关，电子和空穴的漂移对探测器输出脉冲贡献不一样。当低能射线从负极面入射时，它穿进探测器灵敏体积内较浅(例如 5.9keV 的射线在 HgI_2 中仅穿越 30 μm)，电离发生在靠近负接触面附近，脉冲主要是电子漂移的贡献。电子的迁移率比空穴的大，收集比较完全，所以 13.9keV、17.8keV 等低能 γ 射线的全能峰比较对称。

图 3.15 HgI_2 测得的 ^{241}Am γ 谱

而 γ 射线能量较高时，射线穿越较深，几乎穿越整个灵敏区厚度，在整个路径上都产生电子-空穴对。由于 HgI_2 晶体缺陷多，造成电荷收集不完全，故 59.5keV 的全能峰低能尾部较宽。

(3) 电压-电流特性

HgI_2 是半绝缘体，其漏电流很小，除器件本身电流以外，主要来自表面电流，它与探测器的制备工艺如腐蚀液的种类、腐蚀时间、腐蚀速度等有关。图 3.16 表示一个 $10\text{mm}^2 \times 0.25\text{mm}$ 灵敏体积的 HgI_2 探测器在不同温度下偏压和漏电流的关系。从图中可以看出，温度对漏电流影响不大。

图 3.16 HgI_2 探测器的电压-电流特性

2. CdTe探测器

CdTe探测器自 1967 年问世以来已有 20 余年的历史。这种探测器可分为两类：一类由将晶棒密封起来经区域提纯生长的低阻 ($50 \sim 500 \Omega \cdot \text{cm}$) N型单晶制造，这类探测器的灵敏区域较薄，约为 $100 \mu\text{m}$ ，在室温下对 5.9keV 和 59.5keV 的 γ 射线能峰的半高宽分别为 1.1keV 和 1.7keV；另一类由移动加热法生长的高阻 ($10^8 \sim 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$) N型或 P型单晶制造，这类探测器灵敏区可达 $\phi 5 \times 5\text{mm}$ 。测量 ^{137}Cs 的 662keV γ 射线的全能峰的半高宽为 14keV。

CdTe探测器的缺点是存在极化现象和漏电流比较大，这是由材料本身的性质和探测器表面状态决定的。实验发现，表面抛光的探测器极化现象严重，表面经腐蚀的探测器根本不显极化现象，但漏电流较大因而噪声也大。表面氧化的探测器虽不显极化

现象，但性能不稳定。

3. CdSe探测器

CdSe探测器于1982年首次见报道，是一种很有希望的探测器。它的制作方法和结构是将CdSe粉末放入真空石英管内反复升华提纯，经烧结后密封，使用垂直无籽晶蒸发生长技术，以5mm/d的生长速度与10°C/cm的温度梯度长出约30g的单晶，将单晶放在双温区退火炉中，在硒气氛下退火120h，其电阻率可达 $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ ，制成的晶片先经机械、化学抛光，然后用煮沸的蒸馏水冲洗，在晶片两面蒸金，做成约50nm的触点，引出铂线，用橡胶封装，制成CdSe探测器。

这种半导体探测器的优点是：探测效率高，漏电流低，探测器的极化现象小，时间稳定性非常好。但是，目前由于CdSe晶体的提纯和生长技术受到限制，这种探测器的能量分辨率还不太好，有待进一步改善和提高。

第五节 其他核辐射探测器

5.1 原子核乳胶

原子核乳胶是径迹探测器中应用很广泛的一种，它出现于1948年。原子核乳胶与普通照相乳胶的基本成分是一样的，但也有差别：①核乳胶中溴化银的浓度要比普通照相乳胶中的大4~5倍。核乳胶中溴化银浓度约为 $(3.0 \sim 3.2) \text{g/cm}^3$ ，普通乳胶约为 $(0.6 \sim 0.7) \text{g/cm}^3$ ；②核乳胶的厚度比普通乳胶的大，普通乳胶通常为 $(2 \sim 3) \mu\text{m}$ ，核乳胶常为 $(50 \sim 60) \mu\text{m}$ ，最厚也达 $2 \mu\text{m}$ ；③核乳胶中溴化银的晶粒要比普通照相乳胶的小而且均匀得多，核乳胶AgBr晶粒直径平均为0.1 μm ，普通乳胶中一般为 $(1 \sim 2) \mu\text{m}$ ，甚至大到 $10 \mu\text{m}$ ；④原子核乳胶几乎对光不灵敏。

薄的核乳胶通常涂在玻璃板上，厚乳胶一般直接做成薄片，但在受照射后，固定在玻璃板上进行显影，以保证在处理过程中不使核乳胶片因胀缩而造成径迹畸变。

1. 原子核乳胶的记录原理

当带电粒子射入乳胶时，不断损失能量，使AgBr分解成溴原子和银原子，在入射粒子所经过的路径上，许多AgBr晶粒中产生了可以显影的核心—潜影（即10个左右银原子所组成的集团）。经过化学显影处理后，形成潜影的AgBr晶粒被还原成黑色的银颗粒，而未形成潜影的AgBr晶粒不能被还原，而被定影液所溶解。因此，在核乳胶片上那些被还原了的银晶粒就清楚地显示出带电粒子的径迹。

按照莫特(Mott)和葛尔尼(Gurneg)1938年提出的潜影形成理论,定性地说潜影形成可分为二个阶段:第一阶段是电子的产生和俘获以及正空穴的形成。如图5.15所示,入射粒子穿过AgBr晶粒,把一部分能量传给 Br^- ;使处于满带中的电子跃迁到导带成为自由电子,此电子在AgBr晶粒中运动,直到陷入陷阱被俘获为止。陷阱的主要来源是晶粒表面上的过剩原子,晶体的缺陷以及其他杂质也能成为陷阱,因此陷阱的多

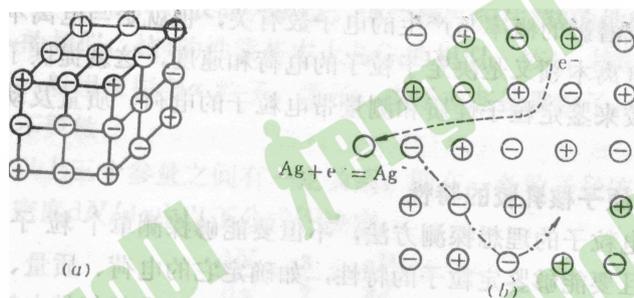


图 5.15 潜影形成原理

(a) AgBr 晶格结构示意图; (b) 潜影形成示意图

○—过剩银原子; ⊕— Ag^+ ; ⊖— Br^- ;

⋯→—自由电子运动; —●—●—●→—空穴运动。

少决定于制造 AgBr 晶粒的工艺过程。在电子运动的同时,失掉电子的 Br^- 也就变成了中性 Br 原子,很容易在晶格中移动而离开原来的位置,这样就在 Br 原来的位置上形成一个正空穴。

第二阶段,是电子被俘获并与 Ag^+ 形成银原子,并使 Ag 原子汇集如图 5.15 (b) 中虚线所示,在电子被俘获的地方, Br^- 被排斥而逐个向正空穴移动,其结果使在电子被俘获处的周围留下 Ag^+ 。这时, Ag^+ 可能被带负电的陷阱(即 Ag^-)吸引而还原,接着银原子本身就再成为电子陷阱。如果此时还有多余电子进入这些陷阱,则又能使附近的 Ag^+ 还原,如此反复,就造成了银原子的汇集而形成潜影。

由于完成第一阶段比完成第二阶段的时间短得多(小几个数量级),因此在形成潜影之前,自由电子就有可能全部被俘获,而不能使银原子继续汇集。这两个阶段在时间上的差别越大,使银原子汇集的可能性就越小。但是,晶体中电子陷阱是很多的,因此,在某处形成十个左右银原子组成的集合体的可能性仍然相当大。如果入射粒子的电离损失足以产生大量的电子,那么就有可能在某处不断积累银原子而形成潜影。一般说来,带电粒子在晶粒中形成潜影的概率是比较低的。因此为了得到有效的径迹,必须使 AgBr 有足够大的浓度。

形成潜影的概率与产生的电子数有关,也就是与电离本领有关,而电离本领又是决定于粒子的电荷和速度,这就提供了用原子核乳胶来鉴定粒子性质和测量带电粒子

的电荷、质量及动能的可能性。

2. 原子核乳胶的特性

带电粒子的理想探测方法，不但要能够探测单个粒子的存在，而且要能够鉴定粒子的特性，如确定它的电荷、质量、能量和动量等。因此对原子核乳胶的主要要求是：

- ①任何带电粒子都能在其中产生径迹；
- ②雾状本底必须减到最小的程度，能使径迹清晰而明显，并能与本底区分开；
- ③不同特性的粒子的径迹必须有不同的特征，以便于鉴别。

表征核乳胶特性的基本参量是：①乳胶中溴化银浓度 c ；②溴化银晶粒的平均直径 d ；③溴化银晶粒对带电粒子的灵敏度； P 定义为带电粒子通过一个晶粒时，在该晶粒中产生潜影的概率。它与带电粒子在晶粒中损失的能量，晶粒的大小，过剩原子数及制造工艺过程有关。如果灵敏度很低，径迹上银颗粒的间距就会很大，以致使径迹和雾状本底无法区分开来。在一定能量范围内，带电粒子的电离损失随能量增大而下降，因此乳胶的灵敏度也随能量的增加而减小，达到某一能量后，径迹就与雾状本底不能区分。乳胶灵敏度是用这一能量值来表示的。表5.3列出了

表5.3 Ilford各型核乳胶的灵敏度

	D1	EI	Cz	B2	G5	K5	LA
	0.12	0.14	0.16		0.27	0.20	0.15
电、 子 μ 介子 质 子 77t 核 α 粒子 核裂片			0.03	0.07	所有 能量	所有 能量	所布 能量
		2	5.5	0.14	所膏 能量	所有 能量	所存 能量
		20	50	120	所有 能量	所有 能量	所有 能量
		40	100	240	所有 能量	所有 能量	所有 能量
	低 能	500	1500	所有 能量	所有 能量	所有 能量	所有 能量
	所有 能量						

英国Ilford各种乳胶的灵敏度。国产核乳胶片核3的性能基本上与G₂的相似，核4的性能基本上与G₅的相似。核4、核5灵敏度较高，一般用来探测 α 粒子、质子、中子

或其他重粒子，基本上对电子不灵敏。

以上三个参量之间有一定关系，即在一条粒子径边上的平均晶粒密度 dN/dx 由以下公式决定：

$$\frac{dN}{dx} = \frac{3}{2} \cdot \frac{cP}{\rho d} \quad (5.17)$$

式中 ρ 是 AgBr 晶粒密度。如果实验上要求 dN/dz 有一定数值，则除了增加 c 以外， d 的选择十分重要。因为 $P \propto d^2$ ，若 d 太小， dN/dz 因 P 也大大减小，若 d 太大，那么利用颗粒密度来判断粒子的性质就有困难。因此必须根据具体要求来选择适当的原子核乳胶，使灵敏度合适。例如，若记录电离本领低的粒子，最好用晶粒较大的乳胶，否则，由于灵敏度太低而探测不到。如果记录电离本领大的粒子，最好用晶粒小的乳胶。

实验上经常采用一定能量的质子在核乳胶中所产生的径迹的颗粒密度来度量原子核乳胶的灵敏度。核乳胶的灵敏度与粒子进入乳胶时的温度有关，它随温度的升高而增加，达到最大值后，随温度升高而下降。在最大值处的温度是照射乳胶时的理想温度。温度太低了，乳胶会完全不灵敏。

核乳胶灵敏度随贮存时间的增加而下降且贮存温度越高，灵敏度下降得越快。因此未使用的乳胶不宜放置很久。为了延长放置时间必须放置于低温下，通常放在 5°C 的冰箱中。由于乳胶是吸水的，必须贮存在 $50\% \sim 60\%$ 的湿度下，太湿了乳胶由于吸水变软，难于处理，太干则变脆、变弯曲。目前更方便的是使用液体乳胶，在实验时再拿出来涂成乳胶板。液体乳胶应保存在冰箱中。

原子核乳胶探测器有以下一些优点：

- ①核乳胶是固体介质，阻止本领大，可以用来有效地记录高能粒子。
- ②是连续灵敏的，适宜于宇宙射线的研究和微弱放射性及稀有现象的探测。并可以较长时间连续受照射而不改变其灵敏度，照射时间的长短由潜影衰退的快慢决定。
- ③组成径迹的银颗粒极小，使得其空间分辨本领高达 $1 \mu\text{m}$ ，因此可用来探测寿命很短的粒子，例如寿命 10^{-11} 的粒子在核乳胶中的射程为 $40 \mu\text{m}$ ，这是其它探测器难以测量的。

④设备简单、价格便宜、重量轻、尺寸小对高空宇宙射线的研究特别有价值。

核乳胶的缺点是：

- ①在显影、定影和干燥过程中，乳胶有胀缩现象，造成径迹畸变，使测量射程和多次散射的精确度受到一定的影响。
- ②由于乳胶成分复杂，分析高能核作用比较困难，且扫描工作繁重。
- ③在强磁场 (2T) 下，径迹不可能弯曲到可以测量的程度，因此不能从曲率来求动量和所带电荷的正负。

④潜影形成后有衰退现象，因此照射后不能搁置很久，需要马上显影，这一缺点也限制了照射时间不能很长。

原子核乳胶的处理方法大致与普通照相乳胶的相近，要经过显影、制止、定影、水洗、浸泡甘泊、晾干及清洁过程，但在具体实施上不完全相同。

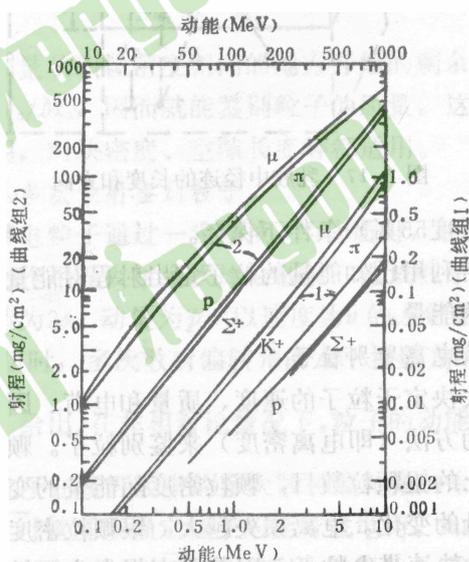
3、原子核乳胶中径迹的测量和应用

核乳胶中粒子径迹一般用双目显微镜观测，显微镜的放大倍数在100~2000倍之间，由实验要求而定。目镜放大倍数为6~20倍，目镜内附有刻度尺。在要求低放大时，物镜用干的，放大倍数为10倍、20倍或50倍，如果要求高放大时，则用放大倍数为(45~70)倍或(90~100)倍的油浸物镜，物镜头要有尽可能大的视野范围，上下(z)、左右(x)、前后(y)方向能方便而平稳、准确地调节，并附有精确刻度。对于厚度大于0.4mm的核乳胶，使用的显微镜要求具有长工作距离的物镜。

下面对径迹的各种测量进行分析。

(1) 从射程测定粒子的能量

带电粒子的能量和射程的关系由(1.28)式给出。由带电粒子在核乳胶中的径迹测得射程，从而可以得到入射带电粒子的能量。图5.16给出了Ilford G₅核乳胶中各种



5.16 各种粒子在G5乳胶中的射程和能量关系

粒子的射程与能量的关系曲线。

设带电粒子在乳胶中的射程为 R (显影前径迹)，此段径迹在显影后的长度为 R_p 。在显微镜下能观测出径迹在物镜主焦平面(x、y面，即水平面)上的投影 l 及径迹垂直分量 h (z方向)，如图5.17所示。乳胶中AgBr的含量较大，在乳胶的显影、定影等处理过程中有大量AgBr被溶解，因此乳胶层厚度变小，在z方向上处理前厚度 a 处理后厚度 b 之比称为收缩因子 S 。显然

$$R = \sqrt{l^2 + S^2 h^2} \quad (5.18)$$

S一般在1~3之间。为了得到精确的射程，对S要进行精确的测定，因S会随空气温度

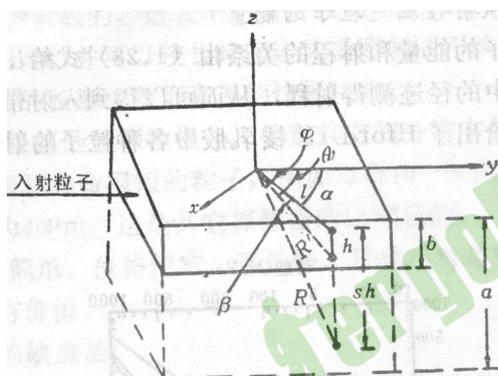


图 5.17 乳胶中的径迹的长度和方向

而改变，因此照射和测量前乳胶要在恒温（一般相对湿度55%）条件下保存。

实验上常利用已知能量的粒子定出射程对能量的标准曲线来求被测粒子的能量。

(2) 从电离鉴别粒子

电离损失决定于粒子的速度、质量和电荷、因此实验上常用数颗粒密度的方法（即电离密度）来鉴别粒子。颗粒密度即为单位长度径迹上的银颗粒数目，颗粒密度随能量的变化类似于总电离损失随能量的变化。电离损失越大，银颗粒密度也越大。对于接近相对论的快速带电粒子，因其电离损失小，径迹上银颗粒是一个个分开的，直接测量颗粒密度就可以确定电离。对于速度不太大的带电粒子，其径迹上的银颗粒排得较密，三三两两地连在一起形成一个小团，不能区分，称为“块”，此时可通过数“块”的密度来确定电离损失大小，但要估计“块”中的颗粒数。对于更低速度的带电粒子几乎连成一条黑线，这时可以通过数“块”之间的空隙（称为隙）或测量空隙长度来确定电离损失大小。对于低能多电荷的带电粒子，径迹基本上是一条粗线，就无法用数颗粒来测电离损失大小。显然在这些测量方法中，以测颗粒密度的误差较小。这里仅就测量颗粒密度的情况来说明如何鉴别粒子。

实验上，为了尽可能消除系统误差，往往用待测粒子的径迹：与已知粒子a的径迹比较，寻找它们在同一乳胶中径迹上颗粒密度 dN/dR 相同的地方，在此处有 $(dN/dR)_x = (dN/dR)_a$ ，如果两种粒子的电荷相同，该处也就是它们的速度相同的地方，从而得到：

$$\frac{R_x}{M_x} = \frac{R_a}{M_a} \quad (5.19)$$

因此，只要测量从颗粒密度相同的地方开始的剩余射程的比值，就可以得到 M_x/M_a ，因而就能鉴别粒子的质量。这种方法不仅对颗粒密度适用，对块密度、空隙长度等都

适用。

(3) 从多次散射鉴别粒子

当一个带电粒子通过一定厚度s的物质时，将会受到物质中原子核的库仑作用而发生多次库仑散射，造成粒子运动方向的显著变化。电荷为24、动量为P、以速度为v的入射带电粒子通过厚度为3的物质时，多次散射偏转角的水平投影角绝对值的平

均值由(1.40)给出。在非相对论情况下，粒子的动能 $E_0 = \frac{1}{2}pv$ ，通过测量带电粒子

在核乳胶中的多次散射偏转角的水平投影角绝对值的平均值 $|\alpha|$ 就可以确定粒子的能量或电荷。如果粒子的迹径停止在乳胶内，可以得出 $|\alpha|$ 角与剩余射程的关系，这种关系对不同质量的粒子是不同的，由此定出粒子的质量，从而鉴别粒子。

实验上为了测量的方便，在用(1.40)式时还必须作以下考虑： $|\alpha|$ 应该是 $\overline{a_{切}}$ ，如图5.18(a)所示， $\overline{a_{切}}$ 是径迹上A、B两点、切线之间的夹角，但实际测量的常常是弦夹角($\overline{a_{弦}}$)，如图5.18(b)所示， $\overline{a_{弦}}$ 是弦AB和BC之间的夹角，而实验证明，

$$\overline{a_{弦}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \overline{a_{切}}。$$

在实验中测量多次散射，最常用的方法是坐标法，也称二次差法：把径迹尽量放置得与显微境的x轴平行，然后沿x轴依次移动固定的一小段距离d，相应地读出每一小段d时的径迹的y坐标 y_1, y_2, \dots, y_{n-1} ，共取n小段，如图5.18(c)所示。 $y_2 - y_1$ 和 $y_3 - y_2$ 分别与 ϕ_1 和 ϕ_2 成正比， ϕ_1 和 ϕ_2 分别是径迹上AB和BC段的弦线和x轴的夹角。当 $d \gg (y_2 - y_1)$ 和 $(y_3 - y_2)$ 时， $(y_3 - y_2) - (y_2 - y_1)$ 与 $(\phi_2 - \phi_1)$ 成正比。多次散射角较小时， $\overline{a_{弦}}$ 用 $(\phi_2 - \phi_1)$ 代替，即近似有 $\phi_2 - \phi_1 = \sqrt{\frac{2}{3}} \overline{a_{切}}$ 。我们称 $(y_2 - y_1)$ 这类差为一次差， $(y_3 - y_2) - (y_2 - y_1)$ 为二次差，记作 D_2 ，则 $(y_i - y_{i-1}) - (y_{i-1} - y_{i-2})$ 用 D_{2i} 表

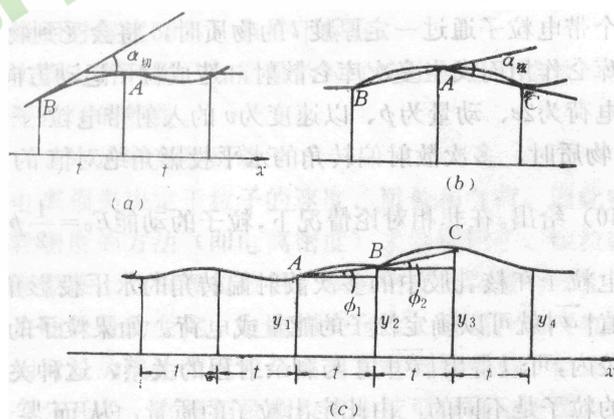


图 5.18

示, 可得到:

$$a_{\text{弦}i} (\text{度}) = \frac{D_{2i}}{d} \cdot \frac{180}{\pi} \quad (5.20)$$

对于 $(n+1)$ 个二次差 D_{2i} 求和, 可的到它的绝对值的平均值:

$$|\overline{D_2}| = \frac{\sum_{i=3}^{n+1} D_{2i}(d)}{n-2}$$

则

$$|\overline{a}| \approx \overline{a_{\text{切}}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \overline{a_{\text{弦}}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{180}{\pi} \cdot \frac{\overline{D_2}}{d} \quad (5.21)$$

在实验上测量 $a_{\text{弦}i}$ 时, 偶尔包含有大角度散射, 这种大角度散射的偏转角不遵守高斯分布, 为了保证数据处理可靠, 常把这种大角度散射的 $a_{\text{弦}i}$ 去掉, 去掉的标准最常用 $4\overline{a_{\text{弦}}}$ 标准, 或叫“ $4\overline{a_{\text{弦}i}}$ 截断”。即大于 $4\overline{a_{\text{弦}}}$ 的都要去掉, 利用二次差法时, “ $4\overline{a_{\text{弦}}}$ 截断”可用“ $4\overline{D_{2i}}$ 截断”直接代替。但去掉大于 $4\overline{D_{2i}}$ 的 D_{2i} 后, 剩下的 D_{2i} 还要重新求平均, 若还有大于新平均值4倍的, 还要再去掉再求平均值, 直到没有大于 $4\overline{D_{2i}}$ 的为止。

(4) 从 δ 电子的密度定粒子的电荷

当带电粒子通过物质时, 它可以在物质中产生 δ 电子。这种 δ 电子在核乳胶中也会留下可辨认的径迹, 特别是当入射粒子是多电荷 ($Z \geq 2$) 粒子时, 由于库仑作用力大, 这种 δ 电子很容易产生。因此多电荷带电粒子通过乳胶后, 它的径迹上还有许多小分岔, 这些小分岔便是 δ 电子的径迹。

δ 电子密度定义为单位长度的主径迹上产生的电子数。显然, δ 电子密度与入射粒子的电荷数有密切关系。经理论计算, 能量在 E_1 和 E_2 之间的 δ 电子密度为

$$n_{\delta} = \frac{2\pi^2 NZ}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \cdot \left(\frac{m_e c^2}{E_1} - \frac{m_e c^2}{E_2} \right) \quad (5.22)$$

式中: z 和 $\beta = v/c$ 分别是入射粒子的电荷数和速度, NZ 为乳胶的电子密度; m_e 为电子质量。在测量中, 当 $z < 30$ 时, 可取 $E_1 = 10 \text{ keV}$, $E_2 = 30 \text{ keV}$, 从 (5.22) 式可以看出, 如果已知入射粒子速度 β , 则可以从某处 δ 电子密度决定入射粒子在该处的电荷。

在实验中, 测定S电子要有一定的标准去选择S电子, 这些标准须根据实验条件来选择, 一般所用的标准有: ①选分岔的射程 \geq 一定长度 (常取 $1.5 \mu\text{m}$); ②选分岔的颗粒数 \geq 一定数目 (常取4颗); ③分岔中任一颗粒距粒子径迹的距离必须大于某一值。对不同的核乳胶, 由实验决定这个值; ④分岔要有一定的角度。

(5) 原子核乳胶的其他应用

核乳胶除了以上讨论的应用于测量粒子的能量，鉴别粒子的种类和测定粒子的电荷和质量外，在核辐射剂量学方面也得到广泛应用，它能够相当准确地对 β 射线进行剂量测量，它还能作为X射线和 γ 射线剂量计，也能测量热中子剂量。测量重核裂变的中子能谱(但不能用于测量小于0.5MeV的中子)，利用载硼乳胶测量慢中子注量率，利用载氢乳胶测量快中子注量率 ρ 核乳胶还可以测量核反应截面，在已知粒子的射程与能量关系情况下，由某种不稳定粒子进入乳胶的数目和在这些粒子的射程终点蜕变的数目来估计这种不稳定粒子的平均寿命。

原子核乳胶应用于宇宙射线和高能物理研究时，由于高能粒子的电离本领小，射程大，故需要增加乳胶的灵敏度，同时也要增加乳胶的厚度。但乳胶片不能做得太厚，需要时可将几片或几十片厚为(400~600) μm 的乳胶一层层地叠合成“乳胶叠”，在相邻两层的相对位置上可以找到同一高能粒子的径迹。

第二节 热释光探测器

热释光探测器(用符号TLD表示)自60年代初以来得到较为迅速的发展和广泛的应用，特别是在辐射剂量测量中的地位日益重要。热释光探测器具有体积小，灵敏度高(有的可达 $2.85 \times 10^{-8} \text{C/kg}$ ，量程宽[照射量在 $2.58 \times (10^{-8} \sim 1) \text{C/kg}$ 之间时输出光强与辐射剂量保持线性]，测量对象可以是 α 、 γ 、d、 β 、n、P等，衰退小、可重复使用等优点，因此它不仅在日常个人剂量监测方面用得最多，而且在放射医学、放射生物学、地质研究中也得到日益广泛的应用。

一、基本原理

由固体能带理论知道，晶体中电子的能量状态已不是分立的能级而是由许多靠得很近的能级组成的能带。如图5.12所示，晶体的基态是被电子所占满的能量状态，故称为满带。晶体的激发能级组成的能带，称为导带。受激后的电子可能跃迁到导带，满带和导带都容许电子存在，统称为容许能带。满带和导带被禁带(不容许能带)隔开。

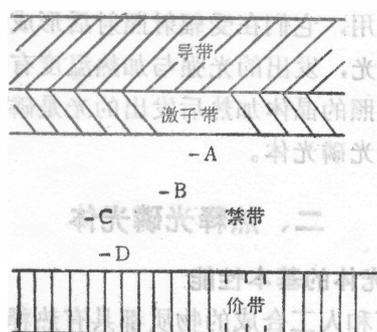


图 5.12 晶体能带示意图

当带电粒子进入晶体后，产生电离或激发，电离电子由满带跃迁到导带。激发过程中电子获得的能量不足以使它到达导带，而只能进入激子带，这时产生的电子—空穴对(称为激子)还有静电束缚作用，可以在晶

格中运动，但是仍为电中性，故不导电。激子、电子和空穴在晶格内运动的过程中，可能被陷阱俘获而落入深度不同的陷阱能级(如图5.12中的A、B能级)中或落入杂质原子在禁带中所形成的能级(称为激活能级，如图5.12中的C、D能级)中。陷阱是指晶体结点的离子空位、晶体平面结构的位错，离子填隙等晶格不完整性所引起的一些与导带底部能距小的分立能级(有时又称为电子陷阱)。常温下陷阱能级和激活能级中的电子靠自己热运动跳不回导带，必须由外界给它能量才能跳到导带。

当晶体受到核辐射照射后再被加热时，被俘获的电子从晶体中获得能量，若此能量足够高时，电子就挣脱陷阱能级或激活能级的束缚而重新被激发到导带中，由导带跳回满带，将激发能以光的形式辐射，发射的这种光称为热释光。

加热放出的总光子数与陷阱中释放的电子数成正比，而总电子数与晶体最初吸收的辐射能量成正比，因此，可以通过测量总光子数来探测各种核辐射。

很明显，激活能级是与杂质有关的，激活能级中的精细结构使热释光具有一定的波长。因此，

为了与进行光电转换的光电倍增管的光谱响应相匹配，热释光晶体中一般要加入适量的杂质(称为激活剂)。

例如LiF热释光常用Mn作激活剂。激活剂和晶格缺陷均起陷阱作用，它们在受辐射照射后形成潜在发光中心，只有被加热后才发光，发出的光强与加热温度有关，这个关系就是发光曲线。受辐照的晶体加热后发出的光是磷光，故产生热释光的晶体称为热释光磷光体。

二、热释光磷光体

1、热释光磷光体的基本性能

许多天然矿石和人工合成的物质都具有热释光特性，但作为探测元件使用，要求陷阱密度高，发光效率高，在常温下被俘获的电子、空穴能长期贮存(即自行衰减性小)，发光曲线比较简单等。因此用于核辐射探测的热释光磷光体多数是采用专门工艺生产的。即使是用天然矿物质，也要经过一定的加工处理再制成热释光磷光体。当然，实际上上述要求不可能全部同时被满足，只能根据不同实验目的来选择较为满意的材料。表5.2中列出了一些常用的热释光磷光体的主要性能(有时直接称热释光磷光

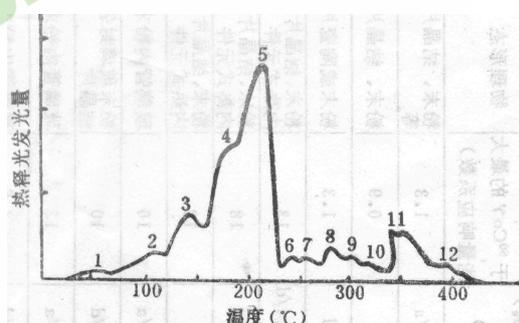


图 5.13 LiF(Mg, Ti) 发光曲线

体为热释光探测器)。

2. 发光曲线

热释光磷光体中的电子陷阱有深有浅，因此，有与导带不同距离的俘获中心。深陷阱中的电子比浅陷阱中的电子受更强的束缚力，它们要得到更多的能量才能从深陷阱中释放出来。当加热磷光体时，随着温度的升高，浅陷阱中的电子首先释放出来，且在某一温度时，电子的释放速率最大，从而形成发光曲线的峰值。随后该类陷阱中俘获的电子全部释放完毕，发光曲线就出现了谷值。加热温度继续升高，较深的陷阱开始释放电子，以此类推，这样便出现一个个发光峰。发光曲线就是指磷光体发光强度随加热温度变化的关系曲线，图5.13是从室温到400℃(升温速度约5℃/s)观察到的LiF(Mg, Ti)热释光探测器(热压切片)，对6℃照射量为12.9C/kg(5×10^4 R)的发光曲线。它有12个峰值，这十二个峰的温度依次是60、110、140、180、205、235、255、280、300、325和390℃。由图可以看到，发光曲线中有的两个相邻峰有重叠部分，这说明两种陷阱的深度相差很小，当较浅深度中的电子还没有释放完时，较深的陷阱已开始释放电子了。一般剂量情况下是应用第5峰，不同照射量下各峰之间的比例不同。

三、热释光的测量装置

热释光的测量装置主要由三部分组成:加热部分、光电转换部分、输出显示部分，如图5.14所示。

加热部分和光电转换部分组成热释光探测器(简称探头)，如图5.14(a)所示，

光电倍增管将光信号转变成电信号，它是探头的核心，对它的要求是收集磷光体发光的效率尽量高，光电转换效率高，保证光谱响应与热释光的发光光谱相匹配，暗电流小，探测效率稳定；光导是用透明的光学玻璃或有机玻璃做成，它可以减少加热盘的电磁干扰及高温对光电倍增管的影响，并使磷光体发出的光有效地输送到光电倍增管的光阴极；滤光片的作用是滤掉非热释光，同时也可以隔热；

加热部分包括加热器和温度传感器，商品仪器中多采用接触加热器，通常用镍铬铜带(镀银)或铂铱合金带等金属作加热盘，温度传感器通常用点焊或紧压在加热盘下面的热电偶，热电偶还将温度信号送到控制单元，控制单元再按选定的程序控制升温速度和升温方式等，以保证测量的重复性；在光电倍增管的避光外壳上装致冷器或冷却套是为了减小电倍增管的暗电流并使其稳定；探头的输入信号送入读书系统的显示系统，并由电传打印机打印纪录。先是部分也受控制电路给出的开、关门信号控制，以选择要测的热释光峰并给予读出和记录。

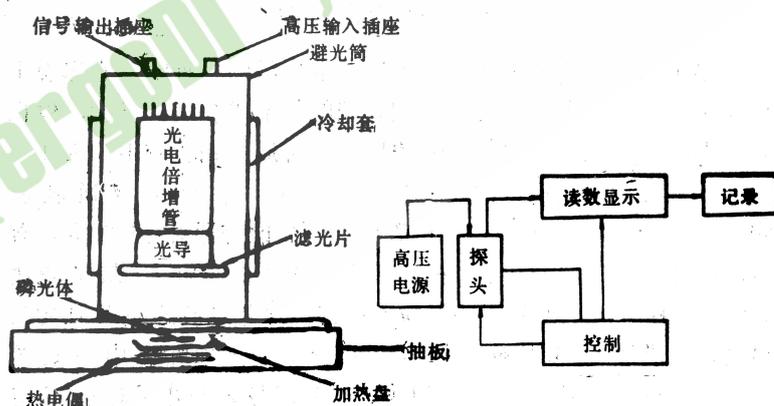


图5.14 热释光装置 (a) 探头示意图 (b) 测量装置框图