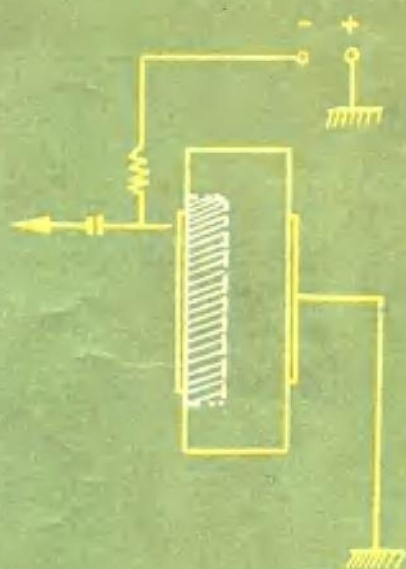


G. 迪恩利 等著



半导体核粒子 探测器和电路

原子能出版社

内 容 简 介

本译文集选译自 1967 年在美国北卡罗来纳州阿什维尔召开的第二次半导体核粒子探测器会议文集。

本译文集系统地介绍了各种类型的核辐射半导体探测器性能的主要研究成果。对金硅面垒型、Ge(Li)和 Si(Li)探测器的原理、工艺和参数测量等，都作了较详细的描述。在电子学线路部分，对影响能量分辨率的因素，特别是前置放大器的噪声，滤波成形网络的信号噪声比，分辨率依赖于计数率的特性都有详细的分析。书中也介绍了 Ge(Li)谱仪的校准和应用等问题。

本书可供从事辐射探测元件和核子仪器研究、生产和使用的有关人员及高等院校固体物理和核物理专业的师生参考。

半导体核粒子探测器和电路

G. 迪恩利 等著

齐 慧 译

原子能出版社出版

(北京 2108 信箱)

北京印刷一厂印刷

(北京市西便门)

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本 $850 \times 1168^{1/32}$ · 印张 13 $\frac{1}{2}$ · 字数 363 千字

1981 年 5 月北京第一版 · 1981 年 5 月北京第一次印刷

印数 001—1,800 · 统一书号: 15175·182

定价: 2.20 元

目 录

第一章 探测器基本性能	1
引言	1
探测器性能的基本限制	2
半导体探测器电离能的精确测定	14
用薄窗硅面垒型探测器测量核碰撞引起的脉冲高度亏损	29
半导体探测器中的等离子体效应	38
热载流子在硅中漂移速度的实验结果和与之有关的各向异性 效应	44
半导体探测器中的俘获现象	51
宽温度范围的 Ge(Li)探测器的性能	59
半导体探测器的表面噪声	83
采用层结构于高电压下工作的锂漂移硅探测器	91
第二章 锗	95
引言	95
关于高纯锗的展望	96
锂在锗中的漂移能力	101
探测器输出脉冲高度的比较	106
多元探测器系统	111
大体积高分辨率的 Ge(Li)谱仪	117
Ge(Li)探测器效率与能量的关系	120
Ge(Li)探测器的 γ 射线谱峰宽度和能量的关系	124
第三章 电极接触和特殊结构	127
引言	127
面垒探测器的窗	127
雪崩倍增二极管	129
第四章 辐射损伤	134
引言	134

锗的 γ 补偿	135
核反应实验中锂漂移硅探测器辐射损伤的观察	137
第五章 脉冲放大器	139
引言	139
作信号发生器用的半导体探测器	139
前置放大器	143
场效应晶体管噪声与温度和频率的关系	151
金属-氧化物-半导体型和结型场效应管噪声源	159
用于 Ge(Li)探测器的脉冲放大器的特性和要求	164
第六章 高计数率高分辨率系统	174
引言	174
在高低计数率下均能提供高分辨率的、配半导体探测器使用 的多用前置放大器	175
高计数率高分辨率 Ge(Li)谱仪	179
带有各种计数率校正的高分辨率谱仪的重要设计特点	192
用于核能谱测量的高分辨率高计数率放大器系统的设计与性 能	201
关于电流“组合块”的进展报告	218
核粒子谱仪的直接耦合脉冲放大和分析系统	227
第七章 滤波器	237
引言	237
高分辨率脉冲幅度谱仪的信号处理方法	238
有噪声和重叠涨落时的最佳信号噪声比	249
用于脉冲幅度分析器和短时间测量的最佳滤波器	260
简单的非线性滤波器	262
用转换时间常数和选通积分器降低核粒子谱仪的噪声	264
用于高计数率脉冲幅度谱仪的时变滤波器	271
用于核脉冲放大器的选通滤波器的信号-噪声比	284
应用时间范畴分析和相关技术的脉冲放大器的噪声理论	304
取样法快涨落信号的统计分析	316
脉冲幅度测量中基线恢复对信-噪比的影响	330
第八章 高分辨率 γ 射线探测系统	346

引言	346
高分辨率 Ge(Li) 谱仪系统运用和校准中的问题	347
Ge(Li) 探测器在 γ 射线能谱学中的应用：用途和基本考虑	361
检验 Ge(Li) 探测器用的 3.85 兆电子伏 γ 射线源	381
Ge(Li) 双晶体康普顿谱仪	385
康普顿抑制谱仪和电子对谱仪	388
固体探测器系统中冲击亏损的分析	397
高稳定偏置放大器和展宽器系统	401
用水银继电器脉冲发生器测量放大器的非线性和增益稳定性	408
脉冲幅度谱仪稳定系统的比较	421

第一章 探测器基本性能

引言

在半导体探测器中，限制其性能的有三个基本因素：电荷产生过程，电荷收集过程和噪声产生机理。所有这三个因素在 Dearnaley 的文章中都有描述，在本章后面的几篇文章中对这三个过程作了详细的探讨。

半导体探测器最主要的令人满意的性质，就是产生一对电子-空穴所需要的平均能量 \mathcal{E} 小。正如各方面所报道的那样，多年来 Si 中 \mathcal{E}_α 和 \mathcal{E}_β 的表观数值存在着不大的然而却使人迷惑不解的矛盾。Pehl 和 Goulding 根据某些新的精确测量结果，对这个问题进行了讨论，其结果不能完全明显地消除 Si 中 \mathcal{E}_α 和 \mathcal{E}_β 数值之间的矛盾，但接近于解决这个矛盾，同时说明，如果在 Ge 中有同类的效应，则其数值要小得多。

电子和重粒子的 \mathcal{E} 的表观数值可能有差别，与此密切相关的是电子碰撞和核碰撞在能量损失机理中的相对重要性的问题。Forcinal, Siffert 和 Coche 曾经从入射粒子的质量和能量的角度，对这个课题进行了研究。他们指出，理论和实验结果完全符合。

在确定从半导体探测器获得的极限分辨率时，法诺因子同 \mathcal{E} 具有同样的重要性。Bilger 对于 Ge 和 Si 中的法诺因子进行过非常仔细的测量，而且对于控制其数值的方法进行理论解释也有了一个良好的开端。但是很显然，正如 Dearnaley 所指出的那样，如果要完全解释电荷产生过程的统计规律，还需要在理论上作进一步的阐述。Walter 详细地研究了与测量 \mathcal{E} 和法诺因子有关的

一些问题。

关于电荷收集问题，Tove 和 Seibt 讨论了所谓“等离子体时间”——在这个时间内载流子进行柱体式复合。与此同时，Alberigi Quaranta 等对于精确测量 Si 中载流子漂移迁移率问题作了说明。我们知道，半导体探测器信号电荷的收集，是材料的输送性能和俘获性能之间的一个竞争过程。Mayer 对这个课题进行了研究，并讨论了粒子探测器中的俘获过程能够影响过渡特性的各种方法。Sakai 等人、Tavendale 和 Webb 的三篇文章讨论了使用中的锗探测器电荷收集的各种问题，并进一步解释了载流子的输送和俘获现象。

Buck 在其文章中曾经指出，表面噪声对于半导体探测器而言，仍然是一个重要的和难以解决的问题。在这一方面，进展比较缓慢，这主要是因为同半导体表面有关的一些过程非常复杂，而且也难以进行研究。然而，在这方面也取得了一些成绩，例如利用 MOS 结构来研究表面行为与半导体材料的处理工艺和环境的关系，还通过发展一些专用器件来解决 Goulding 和 Lothrop 描述过的“层”几何形状所提出来的一些问题。

另一方面，虽然激发和复合噪声对于低噪声场效应晶体管来说是两个重要的噪声源，但在目前，它们并不是探测器的一个重大问题。关于这个课题的实验研究，Bilger 和 McGarten 在本章的最后一篇文章中作了论述。

探测器性能的基本限制

G. Dearnaley

在考虑探测器性能的限制时，我们必须问一下，半导体探测器的哪些特点是有价值的。可能立即想到的一个特点是能量分辨率好，以及与此有关的对不同类型及能量的粒子的线性响应。另外，希望探测器响应快，计数速率高。

对半导体探测器的线宽进行观察时，我们能从实验上把它分

成三个独立的部分,即由探测器噪声、放大器噪声以及由于半导体本身内部电荷产生及收集过程中的涨落所引起的线宽。当然,用一个等效电容来代替探测器即可测出放大器噪声。应用精密脉冲发生器并减去(平方法)放大器噪声即可测出探测器噪声。再用单能放射源测出线宽,从中减去(平方法)上述两部分,即可得出第三部分引起的线宽。

本书第五章对放大器噪声详细地进行了分析。值得记住的是放大器噪声受探测器电容的支配,选择合适的探测器几何尺寸可使其达到最小。这一考虑与获得好的电荷收集问题有关。我们首先考虑半导体内部电荷的产生过程。

电离辐射以非常复杂的方式与固体半导体发生相互作用。关于这个问题怎样解决最好,存在着不同的意见。过程的动力学可概括为在实验上可以测量的每个电子-空穴对的平均能量。Vavilov 称其为“辐射电离能”,通常用 \mathcal{E} 表示。

从大家所熟悉的简单的 Shockley^[1] 模型可以推导出 \mathcal{E} 。在此模型中,粒子或光子的人射能量被分配在下述三方面:产生电子-空穴对所需要的阈能 E_{th} , 作为声子所消耗的能量以及不足以产生电离的残余动能 E_f 。因此,对每个电子-空穴对我们可得出:

$$\mathcal{E} = E_{th} + rE_r + E_f, \quad (1)$$

式中产生平均 r 个能量为 E_r 的喇曼声子。Shockley 推导出 E_{th} 大致等于禁带宽度 E_g , 假设带边缘为抛物线形状, 则 E_f 约等于 $1.2 E_g$ 。

所以,
$$\mathcal{E} \approx 2.2 E_g + rE_r. \quad (2)$$

对硅来说,在室温下取 $r=17.5$, $E_r=0.063$ 电子伏, 则可得出 $\mathcal{E} \approx 3.5$ 电子伏, 这与实验值符合得很好。对锗,在室温下取 $r=57$, $E_r=0.037$ 电子伏, 则 $\mathcal{E} \approx 3.6$ 电子伏, 这比实验值高一些。

自从这一模型提出以来,若干作者指出,这种直接导致电子-空穴对及晶格声子的简单分支过程,未考虑目前的辐射与半导体相互作用的新理论(这种理论认为至少有一半激发属于集合型或

等离子体型)。一些作者认为“等离子体子”的产生会使大部分能量丧失,在这方面 Klein^[2] 已推导出关于 \mathcal{E} 的新公式。根据光学测量完全可以知道“等离子体子”的频谱 ω_p , 由下式给出以等离子体子频率 ω_p 表示的能量:

$$\hbar\omega_p = \hbar(4\pi ne^2/m^*)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

式中 n 为价电子密度, m^* 为价电子有效质量。对硅及锗二者而言, 此能量约为 16 电子伏。Klein 作了如下简单而合理的假设: 在固体中所产生的“等离子体子”湮没后, 变为单纯的粒子-空穴激发。也就是说, 一个“等离子体子”产生一电子-空穴对, 这一电子-空穴对紧接着在级联过程中倍增, 产生更多的电子-空穴对, 直到载流子能量低于电离阈能 E_{th} 时为止。倍增过程中, 还产生声子。

Klein 推出方程式

$$\frac{1}{\mathcal{E}} = \frac{1}{\hbar\omega_p} + \frac{1}{\mathcal{E}_1} \left(1 - \frac{E_g + E_{th}}{\hbar\omega_p} \right) \quad (4)$$

式中 \mathcal{E}_1 与 Shockley 的 \mathcal{E} 相同, 即 $\mathcal{E}_1 = E_g + rE_r + E_f$ 。

其次, Klein 考察了九种半导体材料的 \mathcal{E} 作为 E_g 的函数的情况(图 1), 并发现在实验误差内, 它们的关系是线性的, 其形式为

$$\mathcal{E} \approx 2.67 E_g + 0.87 \text{ 电子伏}, \quad (5)$$

推出

$$E_{th} \approx (1.4 - 1.5) E_g, \quad (6)$$

比 Shockley 模型略高一些。

通过观察 \mathcal{E} 对温度的依赖关系, 换句话说, 通过观察温度变化引起 E_g 变化的效应, Klein 推导出声子对能量损失的贡献。Emery 及 Rabson^[3] 的实验数据(图 2)指出, 硅中声子损失仅占很少一部分。这与光电离实验结果有矛盾, 后者表明每产生一电子-空穴对, 以声子形式消耗的能量约为一电子伏。(5) 式也表明了这一点。因此, 可以认为 \mathcal{E} 作为温度函数的实验测量结果是可疑的。这些值通常是把测量数据外推到非常高的收集电场而

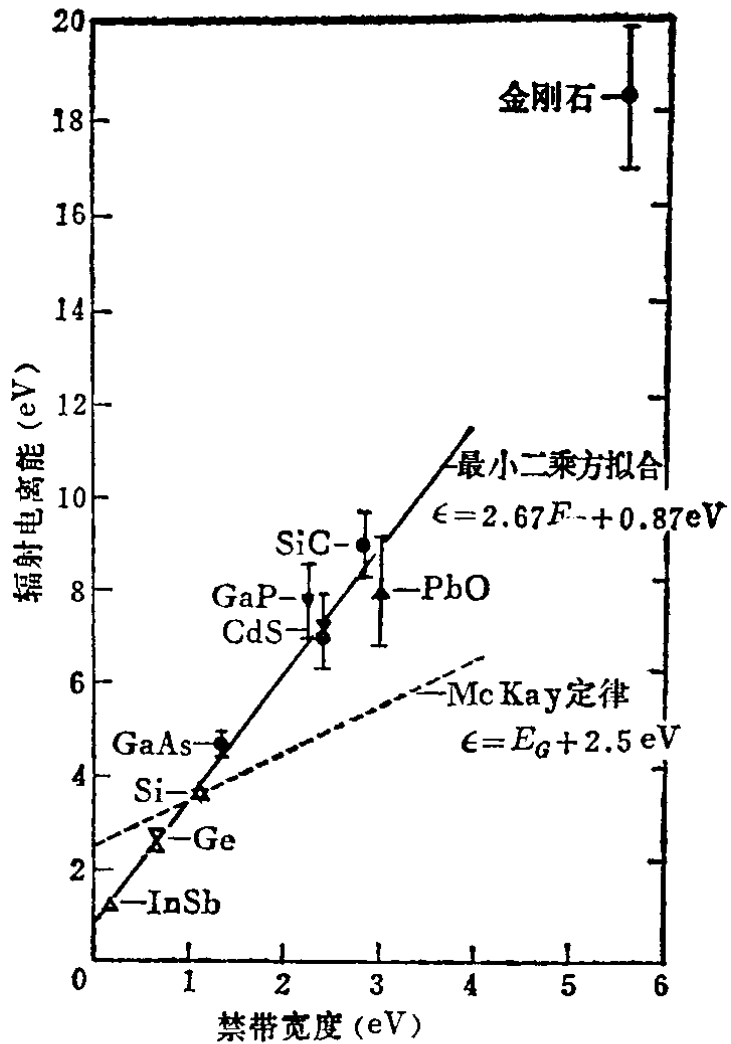


图 1 形成一个空穴-电子对的平均能量与半导体禁带宽度的函数关系^[2]

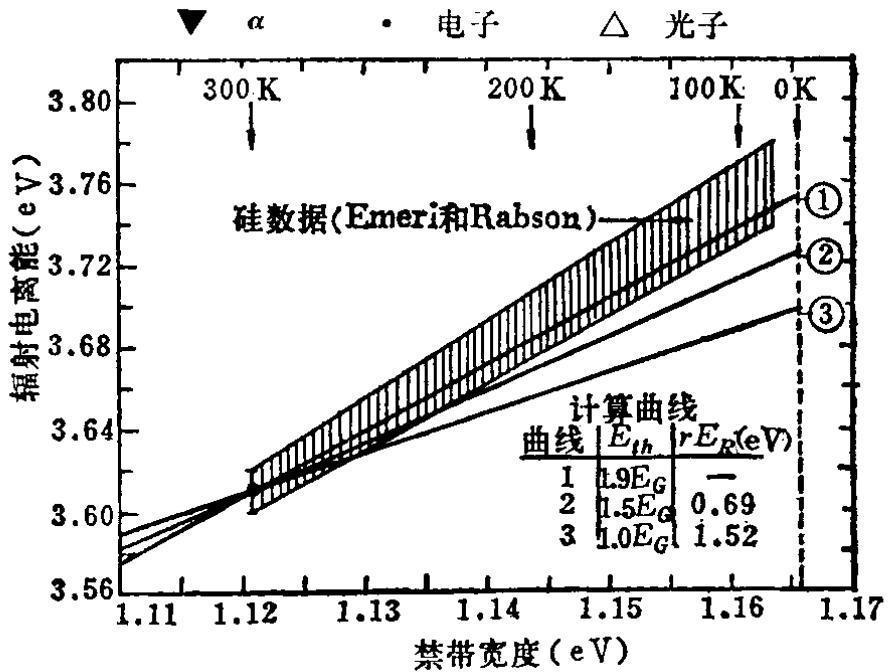


图 2 硅中形成一对空穴-电子对的平均能量同随温度变化的禁带宽度之间的函数关系

得到的。本书的另一篇文章所提出的证据表明，应该外推到零收集时间而不应该外推到无限大电场。载流子速度饱和会影响外推形式。

实验表明 \mathcal{E} 与粒子速度无关，并且作为整体来说，按照粒子与晶格作用的概念， \mathcal{E} 与粒子类型基本上无关，但据报道 \mathcal{E} 却随粒子类型有较大变化。最令人吃惊的是，据 Bussolati 等^[4]报道，电子的 \mathcal{E} 值约比 α 粒子的 \mathcal{E} 值大 5%，以后，Emery 及 Rabson^[3] 用同样方法证实了这一点。在下篇文章中 Pehl 等认为这些实验有些可疑，并指出在 \mathcal{E}_α 及 \mathcal{E}_β 之间差别很小。

在关于能量损失过程的早期理论中，Lindhard 和 Winther^[5] 将远距离等离子型激发导致的能量损失和直接产生电子-空穴激发的近距离碰撞导致的能量损失贡献分成相等的两部分。Erginsoy 的结论也是这样^[6]，不过作了一些修正。但是，我们能够在实验上证明 \mathcal{E} 值同“等离子体子”产生的贡献和直接激发贡献之比无关。当沟道质子穿过硅晶体时，能量损失率会改变，变化前后相差一倍。这相当于大大减少了直接电子碰撞的贡献，而“等离子体子”产生的变化却不大。当精确度为 1% 或更好一些时， \mathcal{E} 仍无变化。出乎意料的是，这两种过程对产生电子-空穴对有同样的效率，也许这恰恰有力地证明了它们都只包含一种过程。

到目前为止我们已考虑了轻粒子及 β, γ 射线。对重离子及裂变碎片，通常观察到 \mathcal{E} 有较高数值，它包括两种效应的贡献。一种效应是在高度电离的等离子体中，载流子俘获增高，因为在这种情况下，需要较长时间以进行扩散分离，之后，载流子才能被外电场收集。这一效应可以由将收集电荷外推到无限大外电场来辨别出来，所以我们可以把它看作为被测脉冲高度与电场有关的一部分。第二种效应是由于核碰撞反冲，它产生缓慢移动的重离子，这种重离子电离效率很低。Lindhard 已研究了在 α 粒子情形下的这一过程。Haines 及 Whitehead 依据 Lindhard 理论对重离子及裂变碎片的一些实验作了解释^[7]。虽然发生在射程末端以核碰撞的形式损失的能量贡献较小，但此损失涨落高，因为能

量以大的增量损失掉。而且，晶体中的沟道现象大大影响核阻止的数量，这一现象取决于轨道在晶格中的取向，这又导致能量损失的这一部分贡献大的涨落。根据这些理由，在探测 α 粒子、重离子及裂变碎片时，核阻止仍然是对能量分辨率的最严重的限制。对 α 粒子，其极限约为 6 千电子伏。

现在我们转到关于电荷产生时的统计涨落的讨论上来。当然，最天真的假设是半导体中所有事件都是相互无关的。然后我们可以应用泊松统计，并推导出事件数目的偏差 σ 等于其平均值 N ，即 $\sigma = N = E/\mathcal{E}$ ，即粒子能量除以 \mathcal{E} 。事实上，如法诺在 1947 年所指出的有关气体探测器的情形那样，所有的事件都不是独立的，因为可用于电离的能量，特别是在级联过程的末尾，取决于过程以前的历史。在事件之间的这种关联减少了偏差，通常考虑引入一因子 F ，它的值在零到一之间，称为法诺因子：

$$\sigma = FN. \quad (7)$$

即使在气体情形下，法诺因子也可能很小。对乙炔混合气体，苏联的一个小组测得的值低至 0.05。

Van Roosbroeck^[8] 报道了电离过程的一个统计模型，其中，入射粒子直接引起粒子-空穴级联过程，伴随着产生声子。鉴于某些原因，他把这一模型称为“破碎的木器” (Crazy carpentry)，这在阅读文章以后便可清楚。基本上，快速运动粒子的能量分配如下：首先，产生声子的能量为 E_r ，丧失几率为 P ；其次，电离阈能为 E_{th} ，丧失几率为 $1-P$ ，因此要注意两种可能的竞争过程。然后，对剩余能量作无规则的分配，相当于散射事件，同时较小的成分被分配为电子及空穴的动能之比。然后，这些粒子的能量以同样方式再进行分配，直到粒子不再具有足以引起电离的能量 E_{th} 时为止。

此模型有两个参数：相对量子产额 y

$$y = E_{th}/\mathcal{E} \quad (8)$$

它是产生电离的能量的份额。 R 为声子损失 rE_r 与 E_{th} 之比：

$$R = rE_r/E_{th} \quad (9)$$

对硅，如果假设 $R \leq 1$ ，则得到法诺因子约为 0.12 到 0.13，这与实验值相一致。但是对锗，室温时测得 R 值约为 2.8，得出法诺因子为 0.35，几乎为实验值的三倍。换句话说，对此模型中参数的调整，有一些疑问。

然而，此模型完全没有顾及到“等离子体子”损失，虽然它对 \mathcal{E} 的影响不强烈，但是可能导致在级联中事件之间的相当大的关联。这是因为有一个确定的起始过程，即产生的“等离子体子”多半具有约 16 电子伏的能量。这些等离子体每一个衰变都给出一些电子-空穴对的小的级联过程，因为每产生一电子-空穴对的能量比 E_{th} 小，所以在这些级联过程之间有强烈的关联。换句话说，这将导致较小的 F 值，从而可以与实验值较好地符合。因此，重要的是把 Klein 所提出的方法扩展到 Van Roosbroeck 的统计模型中。

最后，对射程很长的粒子，即使在最大的半导体探测器中，也仅能吸收其部分能量，因此我们有另外的一个限制，这就是沿着指定的径迹长度电离的涨落。在最高能量下，此效应即是已知的朗道展宽，Maccabee 及其同事对此已进行实验研究^[9]。在较低能量下 Granshaw^[10] 所作的处理更为合适。这些效应大大地限制着半导体探测器对很高能量粒子的应用。

我们已经考虑了有关固体内电荷产生的几个因素，现在让我们转到电荷收集过程。这方面的动力学很复杂，在重离子的情况下会产生高度电离的等离子体，收集电场不能贯穿它。电荷的分离是靠载流子扩散及等离子体边界侵蚀这两者的组合发生的。这些过程所占的时间通常称为等离子体时间，已测出其数量级为 10^{-8} 秒。在这一时间内载流子俘获几率增加，而等离子体处于稠密的缓慢移动的形式。当然，这种效应是与电场有关的，因为等离子体分离的速率受到电场的影响。在探测电子或 γ 射线时，这种效应完全可以忽略。

当载流子在收集电场的作用下，终于被分离和移动时，在到达电极边界的途中仍有被俘获的可能。在与放大器的时间常数相

当或更大的任何时间内,重要的过程是俘获。在高分辨率实验中,这一时间常数通常约为一微秒。俘获寿命不可与体材料的载流子复合寿命混同起来,尽管当不同材料进行比较时它或许与纯度和晶体完整性的类似因素有关。电子和空穴的漂移长度 λ_n 和 λ_p 分别为:

$$\lambda_n = \mu_n E \tau_n, \quad \lambda_p = \mu_p E \tau_p \quad (10)$$

即为载流子速度 μE 和俘获寿命的乘积。当场强很高时,为了考虑迁移率不是常数的情况,或许应该用实际速度 v 来代替 μE 。

Day 等研究了一种平面型锂补偿 γ 射线探测器的简单模型^[11]。他们假设在探测器各处有均匀的电离密度和均匀的收集场。载流子从电离点通过一段距离 y , 移动进入 y 到 $y + dy$ 薄层的几率 P 由下式表示:

$$P = (1/\lambda) \exp(-y/\lambda) dy. \quad (11)$$

考虑到被俘获的载流子及没有被俘获的载流子即能够到达电极的那些载流子,我们能够积分以获得总的信号电荷及其标准偏离。图 3 表示了平均收集电荷 \bar{q} (除以在半导体中总释积电荷) 与漂移长度 λ 对探测器宽度 d 之比的函数关系。计算时假设电子及空穴漂移长度相等,我们将会看到这是最佳情形。图 3 表明电荷收集效率如何缓慢地接近 100%。

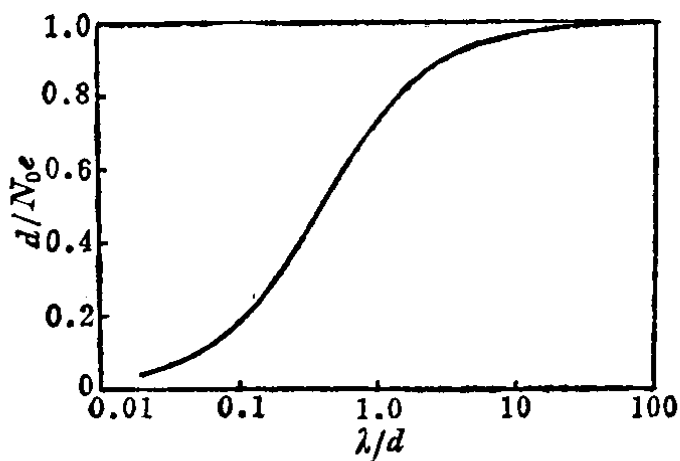


图 3 用分数表示的电荷收集与漂移长度对探测器宽度之比的函数关系

收集电荷的标准偏差 σ , 从下述表达式获得

$$\sigma^2 = q^2 - (\bar{q})^2, \quad (12)$$

式中假设俘获事件是彼此无关的。图 4 表示 σ 对平均电荷 \bar{q} 之比的百分数与 λ_n/d 及 λ_p/d 的函数关系。它清楚地表明, 基于

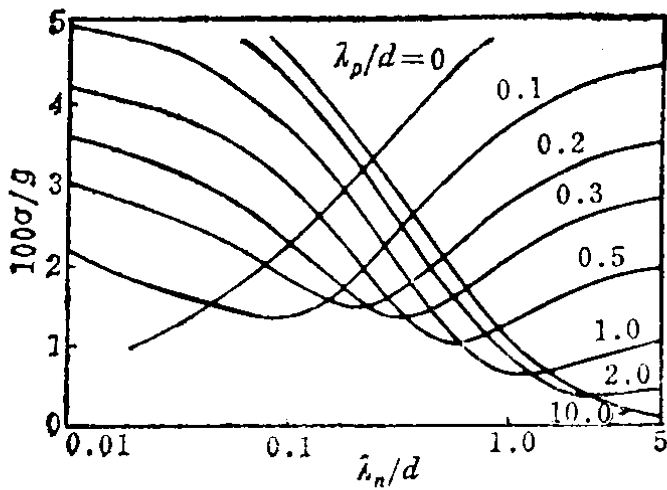


图 4 电荷收集的标准偏差与空穴及电子漂移长度对探测器宽度之比的函数关系

对称性的缘故,可以预期. 对于最佳分辨率来说电子及空穴漂移长度应相等, 但这将取决于材料中存在的各自的俘获中心。如果我们取这一最佳条件 $\lambda_n = \lambda_p$, 就能够画出标准偏差的百分数 $100 \sigma/\bar{q}$ 作为漂移长度函数的图形 (图 5)。图中在 $\lambda/d = 0.19$ 处出现一有趣的最大值, 相

当于 FWHM 分辨率为 35%, 当材料变坏时分辨率反而有所改善。为了获得已报道过的最好探测器的能量分辨率, 这一曲线表明对锗在 77 K 时, 其漂移长度应至少为一到二米。因此如要获得好的探测器, 对载流子俘获的要求是很严格的。

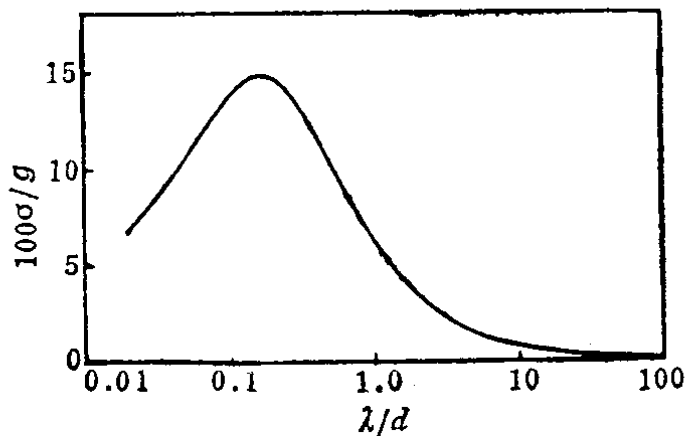


图 5 在空穴和电子的漂移长度相等的这一最佳情况下, 收集电荷的标准偏差

根据这一计算我们也可以推出 λ 的改变或 E 的改变的影响。这显然要求一个均匀的收集场及一个均匀的收集几何条件。因而几何形状为完全平面形或精确的圆柱形的探测器在性能上可能要比其他不均匀形状更好。锂补偿的精确度在产生均匀收集场 E 方面也是重要的。

为了更加清楚起见, 我们现在将各种类型核辐射对线宽的重大贡献总结如下。

- γ 射线:
- 探测器噪声

俘获		
法诺因子		
电子:		
探测器噪声		
俘获		
法诺因子		
反散射		
轻离子:		
0—10 兆电子伏	10—200 兆电子伏	大于 200 兆电子伏
核反冲	俘获	朗道效应
俘获	探测器噪声	俘获
探测器噪声		探测器噪声
窗厚		
重离子:		
核反冲		
俘获		
窗厚		

从此表可看到载流子俘获这一因素从头到尾都出现，因此具有平衡的电子及空穴俘获的好材料在整个探测器领域内都是重要的。

下面我们简单地研究一下探测器噪声如何进一步限制探测器的性能。当然，把探测器内部噪声与放大器噪声割裂开来考虑是不正确的，如 Goulding 强调指出的，放大器滤波电路控制着探测器放大器组合的信号-噪声性能。在最佳探测器-放大器组合中探测器的噪声分量是重要的，有时由于计数速率的需要必须作折衷考虑。

不幸，探测器的噪声性能通常是不可能计算出来的。扩散结硅探测器或许是个例外，因其噪声主要部分来源于通过耗尽层的漏电流。对大多数其他情形，漏电流主要由表面效应所造成，很大程度上取决于局部的表面条件及沾污情况。而这些因素根本不遵循分析处理。与表面有关的噪声在某些方面类似于敷氧化物热离子阴极的闪变噪声。低频现象占主要部分，噪声功率谱近似与频

率成反比例变化。为了保证有低的表面噪声分量，要求工艺可靠而简单，或许类似于要求阴极充分激活，而使闪变噪声最小。环绕结边缘的表面漏电流为当前锗探测器最严重的实际限制。至今为止尚无可靠工艺足以保证足够低的漏电流。

关于半导体中载流子产生-复合所引起的噪声, Shockley, Read 和 Hall 模型已为 Sah 所发展, 近来又为 Deshpande^[12]所发展。除考虑探测器漏电流的大小外, Deshpande 还引入了所谓“漏电流起伏时间常数”, 这个常数决定于载流子密度、俘获截面及载流子速度, 估计室温时为几微秒的量级并随温度降低而急剧上升。虽然对探测器中观察到的噪声与体材料参数之间进行详细的比较可能还不成熟, 但他的处理办法已引起人们注意到需要考虑支配探测器噪声频谱的一些因素。

下面我们转到讨论半导体探测器另外一个好的特点, 即信号上升时间。前面介绍过在重电离粒子的情况下限制探测器上升时间的因素, 即等离子体时间。在这一部分另外一篇文章中 Tove 和 Seibt 最近对这个问题作了分析。一旦电子、空穴已经分离, 则电荷收集时间主要由载流子迁移率、探测器几何形状及收集场所决定。如假设迁移率是常数, 问题就变得简单了。但是 Ryder^[13]、Guwn^[14]和 Prior^[15]的测量表明, 在硅及锗中, 当场强在几千伏/厘米以上时, 迁移率下降, 同时电子和空穴速度趋向饱和为 $10^7 - 2 \times 10^7$ 厘米/秒, 而与温度无关。P型硅为一个可能的例外, Prior 未能观察到载流子速度饱和。导致饱和的散射过程强烈地依赖于载流子能量及能带边缘形状。

因为在这些很极端的场强下, 载流子速度超过热运动速度, 可以设想一束定向的“热”载流子束穿过固体, 人们不禁要问: 散射, 或者说迁移率是否依赖于晶体的取向。本书中 Alberigi Quaranta 等人的文章所介绍的一些数据指出, 这种取向效应确实是存在的。

最后我们研究几个限制半导体探测器许可计数速率的有关因素。电极处收集的电荷是重要因素。Hemmendinger^[16]等人用电