第19卷 第3期 物 理 学 报 Vol. 19, No. 3
1963 年 3 月 ACTA PHYSICA SINICA March, 1963

# 用触針下分布电阻的光电导衰退来测量半导体中少数載流子的寿命*1)

王 守 武

**提 要**

本文提出了一种新的测量半导体材料中少数載流子寿命的方法．这方法是测量触針下分布电阻的光电导衰退．这方法具有下列优点：(1)样品不需要切成一定形状；(2)在样品上不需要做固定电极；(3)可以检验不均匀的材料；(4)不需要一定的表面处理；(5)仪器簡单，操作方便；(6)有一定的准确度．文中对表面复合速度以及光綫在样品中的吸收深度的影响进行了理論分析；同时对 Ge 和 Si 样品的实驗数据进行了討論．用这方法测得的寿命基本上与其他方法的結果符合．

## 一、引 言

半导体材料中少数載流子的寿命，不仅从应用的观点，特别是从晶体管的設計理論来看，是一个十分重要的参数；而且从半导体物理的基础理論的观点来看，它也是一个具有重要意义的参数．关于测量少数載流子寿命的方法，文献中記載很多．本文的目的是要寻找一种适合于經常性材料检驗工作用的测量少数載流子寿命的方法．这方法要求操作方便，分析簡单，并能检驗不均匀材料局部地方的少数載流子寿命．目前常用的测量寿命的方法，一般說来，大致上可以分为两类．第一类可称为定态法，或称間接法．这类方法是使半导体材料中多余少数載流子的分布达到稳定状态，然后测量半导体材料的某些参数，从而推算得到少数載流子的寿命．定态光电导法[1]和光磁效应法测寿命[2]都是这类方法的典型范例．这类方法的缺点是：在推算少数載流子寿命的过程中都必須知道半导体材料的其他一些参数，而这些参数往往也随着样品的条件不同而不同．因此，这类方法的准确度較差，但是它們的优点是可以测很短的寿命．第二类方法可以称为瞬态法，或称直接法2)．这类方法是直接观察半导体材料中多余少数載流子的衰減过程；本文中所提的新方法是属于这类型的．

在提出新方法之前，我們将首先回顾一下瞬态法测寿命中所必須解决的几个問題．在瞬态法中要考虑的最关鍵的两个問題是：(一)我們用什么方法使样品中引进多余的少

* 1962 年 6 月 18 日收到．

1) 在电子学会第一屆年会上宣讀．

2) 有一些测量寿命的方法，不能很好地归入上述两类的测量方法．例如用光注射测扩散长度的方法[3]，这方法基本上属于定态法，但是它不要求测量材料的某些参数，而直接检查多余少数載流子在空間的分布情况．又如测光电流相移的方法[4]，这方法中少数載流子密度的变化过程既不是不变的稳定态，也不是一个瞬变过程，而是在一定交变頻率下的稳定态．因此，这种方法不能列入上述两类方法中的任何一类，但是就其测量装置的性质而言，比較接近于瞬态法．

数載流子．（二）过了一定的时間以后，我們用什么方法来检驗样品中还剩多少多余的少数載流子．对第一个問題的答案，我們常用的方法有下列三种：1. 光注射；2. 点接触注射；3. 面接触（或 $p$–$n$ 結）注射．对第二个問題的答案，我們常用的方法也有三种：1. 測量点接触下面的浮空电势；2. 測量整块样品的电阻；3. 測量点接触下面的分布电阻．上述 2，3 两种方法里，測电阻用的电流可以是直流或一个脉冲电流．表 1 中将常用的几种測量少数載流子寿命的方法，根据其注射及检驗少数載流子的方法分类列出．

表 1

| 检驗方法 ＼ 注射方法 | | 光注射 | 点接触注射 | 面注射 |
|---|---|---|---|---|
| 測量点接触下面的浮空电势 | | 光注射测扩散长度法[3] | | |
| 測量整块样品的电阻 | 用直流 | 光电导衰減法[5] | | Navon、Bray 和范氏法[7]<br>孟氏电桥法[8] |
| | 用脉冲电流 | | | |
| 測量点接触下面的分布电阻 | 用直流 | | | |
| | 用脉冲电流 | | 双脉冲法[6] | |

在进一步提出新的測量方法时，我們将首先討論一下，对注射和检驗少数載流子的方法应該提出什么要求．在一块样品中，某一地点多余少数載流子密度的衰減可以由三种因素引起：1. 少数載流子的复合；2. 少数載流子的扩散；3. 由电場引起的少数載流子的漂移．为了使多余少数載流子密度的衰減常数直接代表寿命，必須使上述第 2、3 两种因素的作用減低到最小．換句話說，我們要求在注射少数載流子时密度要均匀，在检驗少数載流子的过程中不加长时間的电場．此外，作为一个經常性材料检驗工作中用的测量寿命的方法，应該考虑到使样品易于准备，不应該对表面处理有太严格的要求．对检驗少数

表 2

| 注射方法 ＼ 要求 | 少数載流子密度均匀 | 样品易于准备 | 对表面处理沒有太严格要求 |
|---|---|---|---|
| 光注射 | 滿足 | 滿足 | 滿足 |
| 点接触注射 | 不滿足 | 滿足 | 不滿足 |
| 面注射 | 大致滿足 | 不滿足 | 不滿足 |

表 3

| 检驗方法 ＼ 要求 | | 沒有长时間的电場 | 样品易于准备 | 对表面处理沒有太严格要求 | 較高的灵敏度 | 能检查局部地区 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 測量点接触下面的浮空电势 | | 滿足 | 滿足 | 不滿足 | 不滿足 | 滿足 |
| 測量整块样品的电阻 | 用直流 | 不滿足 | 不滿足 | 滿足 | 滿足 | 不滿足 |
| | 用脉冲电流 | 滿足 | 不滿足 | 滿足 | 滿足 | 不滿足 |
| 測量点接触下面的分布电阻 | 用直流 | 不滿足 | 滿足 | 滿足 | 滿足 | 滿足 |
| | 用脉冲电流 | 滿足 | 滿足 | 滿足 | 滿足 | 滿足 |

載流子的方法来説，我們应該要求它有較高的灵敏度，而且能检查局部地区的少数載流子．表 2 和表 3 中列出了各种注射和检驗少数載流子的方法对上述各項要求的满足程度．从这两张表中可以看出，要全部满足上面所提的各項要求，我們采用的注射方法应該是光注射，检驗方法应該是用脉冲电流测量点接触下面的分布电阻，这也就是我們提出新方法的根据．

## 二、理論分析

为了計算方便，我們用少数載流子的扩散长度 $L$ 作为长度的单位，用少数載流子的寿命作为时間的单位．以 $\xi$ 表示距离的变数，$t$ 表示时間的变数，則样品內少数載流子浓度 $n$ 应該满足下列方程

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Fe^{-\alpha\xi} - n + \frac{\partial^2 n}{\partial \xi^2}, \tag{1}$$

这里假設光綫照射于 $\xi = 0$ 的平面上，而 $Fe^{-\alpha\xi}$ 这一項代表由光照而产生的少数載流子，其中

$$F = I\beta\kappa\tau,$$

$$\alpha = \kappa L,$$

$I$ = 每秒內每单位面积上样品吸收的光子（这里假定是单色光）总数，它可以是时間的函数，

$\beta$ = 量子产额，

$\kappa$ = 样品对入射光的吸收系数，

$\tau$ = 少数載流子的寿命．

在解方程(1)时，我們采用了拉氏变換，用下面的符号：

$$\overline{n(\sigma)} = \int_0^\infty e^{-\sigma t} n(t)\, dt. \tag{2}$$

如果我們假設用的是脉冲光源，即

$$F = F_0\delta(t),$$

則(1)式可以写成

$$\frac{d^2(\overline{ne^t})}{d\xi^2} = \sigma(\overline{ne^t}) - F_0 e^{-\alpha\xi}, \tag{3}$$

上式的通解是：

$$\overline{ne^t} = Ae^{-\sqrt{\sigma}\xi} + Be^{\sqrt{\sigma}\xi} - \frac{F_0 e^{-\alpha\xi}}{\alpha^2 - \sigma}. \tag{4}$$

現在假設所用样品为半无穷大，而光照样品表面的表面复合速度为 $s$，則边界条件应为

$$\frac{\partial n}{\partial \xi} - S_0 n = 0, \quad (\xi = 0), \tag{5}$$

$$n = 0, \qquad (\xi \to \infty), \tag{6}$$

其中

$$S_0 = \frac{s\tau}{L}. \tag{7}$$

将上述两个边界条件代入(4)式，不难得到

$$\overline{ne^t} = \frac{F_0}{\sigma - \alpha^2}\left[e^{-\alpha\xi} - \frac{\alpha + S_0}{\sqrt{\sigma} + S_0} e^{-\sqrt{\sigma}\xi}\right]. \tag{8}$$

經过反拉氏变換，我們得到

$$ne^t = \frac{1}{2} F_0 e^{-\frac{\xi^2}{4t}}\left[G\left(\alpha t^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2}\xi t^{-\frac{1}{2}}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{\alpha + S_0}{\alpha - S_0} G\left(\alpha t^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\xi t^{-\frac{1}{2}}\right) - \frac{2S_0}{\alpha - S_0} G\left(S_0 t^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\xi t^{-\frac{1}{2}}\right)\right], \tag{9}$$

其中

$$G(Z) = e^{Z^2} \operatorname{erfc}(Z), \tag{10}$$

在两种极端情形下，$G(Z)$ 可以展开为

$$G(Z) = \begin{cases} 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} Z + Z^2 - \cdots, & (Z \ll 1), \\ \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(Z^{-1} - \frac{1}{2} Z^{-3} + \cdots\right), & (Z \gg 1). \end{cases} \tag{11}$$

图 1 中表示了 $G(Z)$ 对 $Z$ 的依賴关系．从图中可以看出，$G(Z)$ 随 $Z$ 的变化要比 $\frac{1}{\sqrt{\pi}} Z^{-1}$ 来得緩慢．

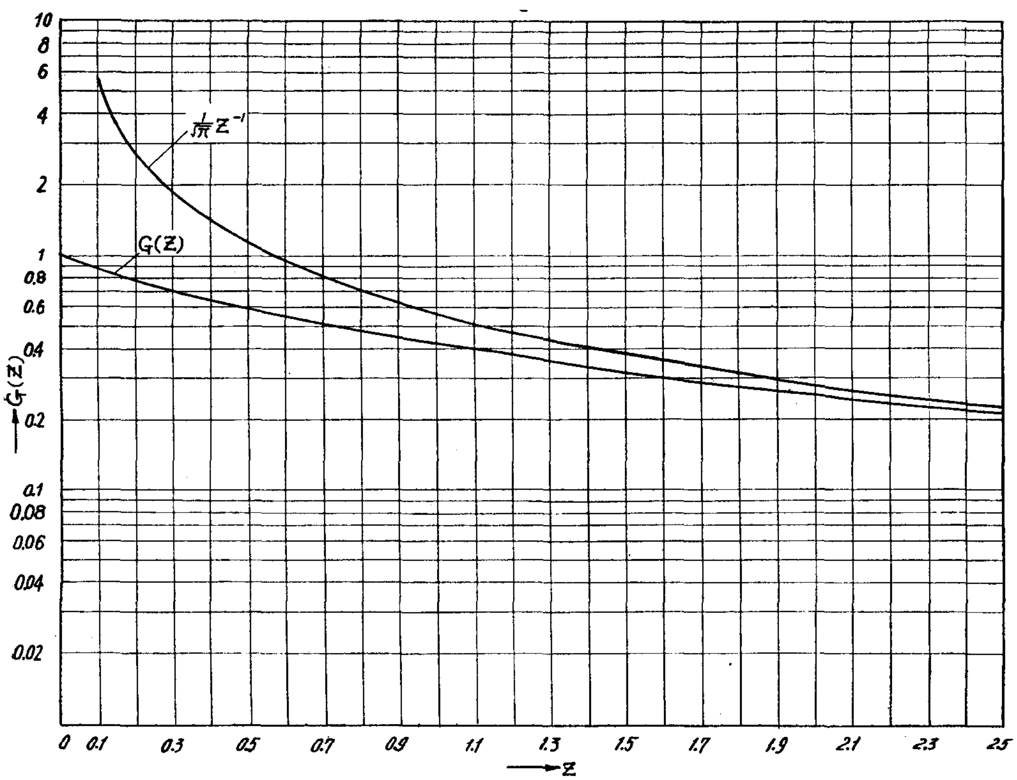


图　1

在进一步計算点接触下面的分布电阻时，我們应該注意到由于多余少数載流子的存在，样品各处的电阻率已經不再是均匀的，因而在触針下面的电压等位面已經不是球面，准确的解答应該从电流的連續方程来求得．但是，在多余少数載流子的浓度比多数載流子的浓度小得多的情况下，电压等位面的形状与球面相差不远．因此，在小訊号的情况下，我們可以先把样品的电导率在球面上求平均值，然后再积分得到总的分布电阻．我們得到

$$\sigma(r)=\int_0^{\frac{\pi}{2}}(nq\mu_n+pq\mu_p)\sin\theta\,d\theta, \tag{12}$$

$$R=\int_{r_0}^{\infty}\frac{dr}{2\pi r^2\sigma(r)}, \tag{13}$$

这里 $\sigma(r)$ 是半径为 $r$ 的半球面上的平均电导率，$n$ 和 $p$ 是样品中电子和空穴的浓度，$\mu_n$ 和 $\mu_p$ 是它們相应的迁移率，$R$ 是总的分布电阻，$r_0$ 是触針尖端的半径，$q$ 为电子的电荷量．

为了計算方便，我們将假設样品是 P 型的；在沒有光照时，样品中原有空穴浓度为 $p_0$，則光照后样品中的空穴浓度：

$$p=p_0+\Delta p\approx p_0+n,$$

将上式代入(12)、(13)两式，并注意到由光照而引起的样品电导率的改变是很小的假設，我們可以得到分布电阻的改变量：

$$\Delta R=-\int_{r_0}^{\infty}\frac{\Delta\sigma\,dr}{2\pi\sigma_0^2r^2}=-\frac{q\mu}{2\pi\sigma_0^2}\int_{r_0}^{\infty}dr\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{n}{r^2}\sin\theta\,d\theta, \tag{14}$$

其中

$$\sigma_0=p_0q\mu_p\ \text{是样品无光照时的电导率},$$

$$\mu=\mu_n+\mu_p.$$

下面分几个特殊情况来討論．

第一种情况：$S_0\to 0$，$\alpha\to 0$．这情况相当于样品的表面复合速度非常小，所用光源的波长很长，对这种光来說，样品基本上是透明的．在这种情况下，由(9)式很容易看到

$$ne^t=F_0, \tag{15}$$

代入(14)式得

$$\Delta R=-\frac{q\mu F_0}{2\pi\sigma_0^2L}\left(\frac{1}{\rho}\right)e^{-t}, \tag{16}$$

其中

$$\rho=\frac{r_0}{L}.$$

第二种情况：$S_0\to 0$，$\alpha\neq 0$．这情况相当于样品的表面复合速度非常小，所用光源的波长不很长．在这种情况下，由(9)式得

$$ne^t=\frac{1}{2}F_0e^{-\frac{\xi^2}{4t}}\left[G\left(\alpha t^{\frac{1}{2}}-\frac{1}{2}\xi t^{-\frac{1}{2}}\right)+G\left(\alpha t^{\frac{1}{2}}+\frac{1}{2}\xi t^{-\frac{1}{2}}\right)\right]. \tag{17}$$

将上式代到(14)式中求积分时，我們可以看到，对 $r$ 的积分只有在 $r$ 相当小时有貢献．事

实上，由于 $n$ 只会随 $r$ 的增加而減少（至多是不变），从某一个数值 $r_m$ 积到 $\infty$ 所得的值与全部积分之比将必然小于 $r_0/r_m$. 因此，如果使 $r_0 \ll r_m$，对 $r$ 的全部积分可以看作只是从 $r_0$ 积到 $r_m$. 現在我們再假設在观察的全部时間內，下列条件是滿足的:

$$\alpha t^{\frac{1}{2}} \gg \frac{1}{2} \xi_m t^{-\frac{1}{2}}, \tag{18}$$

其中 $\xi_m = \frac{r_m}{L}$. 这样，在用(14)式来求 $\Delta R$ 的过程中，我們可以保証:

$$|\alpha t^{\frac{1}{2}}| \gg \left| \frac{1}{2} \xi t^{-\frac{1}{2}} \right|,$$

这也就是說，我們可以把(17)式中的 $\frac{1}{2} \xi t^{-\frac{1}{2}}$ 一項忽略掉. 由此得

$$n = F_0 e^{-\frac{\xi^2}{4t}} G(\alpha t^{\frac{1}{2}}) e^{-t}. \tag{19}$$

将上式代入(14)式，我們不难求得

$$\Delta R = -\frac{q\mu F_0}{4\pi\sigma_0^2 L} M(\rho, t) G(\alpha t^{\frac{1}{2}}) e^{-t}, \tag{20}$$

其中

$$M(\rho, t) = \frac{\sqrt{\pi t}}{\rho^2} \operatorname{erf}\left(\frac{\rho}{2\sqrt{t}}\right) + \frac{1}{\rho} e^{-\frac{\rho^2}{4t}} - \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{t}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\rho}{2\sqrt{t}}\right). \tag{21}$$

图 2 中表示了 $M(\rho, t)$ 与 $\rho$, $t$ 的关系. 在 $\rho \ll 1$ 的情况下，$M(\rho,t) \approx 2/\rho$ 而与 $t$ 无关.

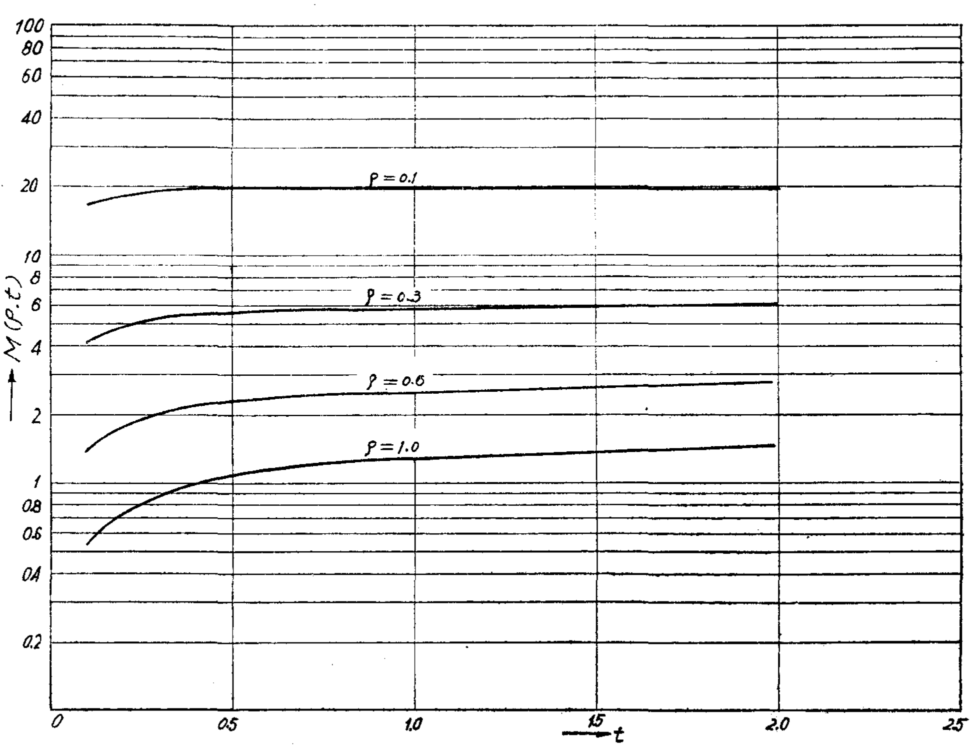


图 2

为了要满足(18)式的条件，可以有两种情况. 一种是 $\xi_m \ll 1$，而 $\alpha t$ 只是 1 的数量級. 这种情况是触針非常尖，样品寿命較长，$r_0$ 比 $L$ 小好几个数量級，这样，$\xi_m$ 就有可能比 1 小得多，这时只要 $t$ 不太小，我們就不要求 $\alpha$ 很大. 这种情况的 $\rho \ll 1$，因此得

$$\Delta R = -\frac{q\mu F_0}{4\pi\sigma_0^2 L} M(\rho, t) G(\alpha t^{\frac{1}{2}}) e^{-t}$$
$$\approx -\frac{q\mu F_0}{2\pi\sigma_0^2 L}\left(\frac{1}{\rho}\right) G(\alpha t^{\frac{1}{2}}) e^{-t}. \tag{22}$$

如果除了 $\xi_m \ll 1$ 外，同时 $\alpha t^{\frac{1}{2}} \ll 1$，則我們可以有 $G(\alpha t^{\frac{1}{2}}) \approx 1$，因此得

$$\Delta R \approx -\frac{q\mu F_0}{2\pi\sigma_0^2 L}\left(\frac{1}{\rho}\right) e^{-t}, \tag{23}$$

这就和(16)式的結果完全相同了.

另一种情况是 $\xi_m$ 約为 1 的数量級(在实际测量中，針尖的半径一般在 0.1 毫米的数量級，而 $L$ 約为 1 毫米左右，因此 $\xi_m$ 常常是 1 的数量級)，这时如果 $t$ 也是 1 的数量級，那末(18)式的条件就要求 $\alpha \gg 1$，同时也可以假定 $\alpha t^{\frac{1}{2}} \gg 1$，則 $G(\alpha t^{\frac{1}{2}}) \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{1}{\alpha t^{\frac{1}{2}}}\right)$. 因此得

$$\Delta R \approx -\frac{q\mu F_0}{4\pi\sigma_0^2 L}\left(-\frac{1}{\alpha\sqrt{\pi}}\right) M(\rho, t)\frac{e^{-t}}{\sqrt{t}}. \tag{24}$$

如果 $\rho \ll 1$，則得

$$\Delta R \approx -\frac{q\mu F_0}{2\pi\sqrt{\pi}\,\sigma_0^2 L\alpha}\left(\frac{1}{\rho}\right)\frac{e^{-t}}{\sqrt{t}}. \tag{25}$$

第三种情况：$\alpha \to 0$, $S_0 \doteqdot 0$. 这情况相当于表面复合速度不小，而光源的波长很长. 这种情况下，(9)式成为

$$ne^t = F_0\left\{\operatorname{erf}\left(\frac{1}{2}\xi t^{-\frac{1}{2}}\right) + e^{\frac{-\xi^2}{4t}} G\left(S_0 t^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\xi t^{-\frac{1}{2}}\right)\right\}. \tag{26}$$

将上式代到(14)式中求积分时，我們同样假定

$$S_0 t^{\frac{1}{2}} \gg \frac{1}{2}\xi_m t^{-\frac{1}{2}}, \tag{27}$$

因而得

$$\Delta R = -\frac{q\mu F_0}{2\pi\sigma_0^2 L}\left\{N(\rho, t) + \frac{1}{2}M(\rho, t) G(S_0 t^{\frac{1}{2}})\right\} e^{-t}, \tag{28}$$

其中

$$N(\rho, t) = \frac{1}{\rho}\operatorname{erf}\left(\frac{\rho}{2\sqrt{t}}\right) + \frac{1}{4\sqrt{\pi t}}\int_{\frac{\rho^2}{4t}}^{\infty}\frac{e^{-x}}{x}dx -$$
$$-\frac{\sqrt{t}}{\rho^2\sqrt{\pi}}\left(1 - e^{-\frac{\rho^2}{4t}}\right). \tag{29}$$

图 3 中表示了 $N(\rho, t)$ 与 $\rho, t$ 的关系. 在 $\rho \ll 1$ 的情况下，我們近似地得到

$$N(\rho, t) \approx \left[\frac{1}{4\sqrt{\pi}}\ln\frac{4e^3}{\gamma\rho^2}\right]\frac{1}{\sqrt[3]{t}}, \tag{30}$$

其中 $\gamma = 1.781$.

为了要滿足(27)式的条件，我們同样可以分两种情况：一种是 $\xi_m \ll 1$，而 $S_0$ 不一定很大．这时(27)式就不能再化簡．如果除了 $\xi_m \ll 1$ 外，同时 $S_0 t^{\frac{1}{2}} \ll 1$，則由于 $G(S_0 t^{\frac{1}{2}}) \approx 1$，我們得

$$\Delta R \approx -\frac{q\mu F_0}{2\pi\sigma_0^2 L}\left\{N(\rho, t) + \frac{1}{2}M(\rho, t)\right\}e^{-t}. \tag{31}$$

这时又因 $\rho \ll 1$，我們不难看出括弧号中的后一項要比前一項大得多，同时还考虑到 $M(\rho, t)$ 的近似表达式，我們得

$$\begin{aligned}\Delta R &\approx -\frac{q\mu F_0}{2\pi\sigma_0^2 L}\left\{\frac{1}{2}M(\rho, t)\right\}e^{-t}\\ &\approx -\frac{q\mu F_0}{2\pi\sigma_0^2 L}\left(\frac{1}{\rho}\right)e^{-t},\end{aligned} \tag{32}$$

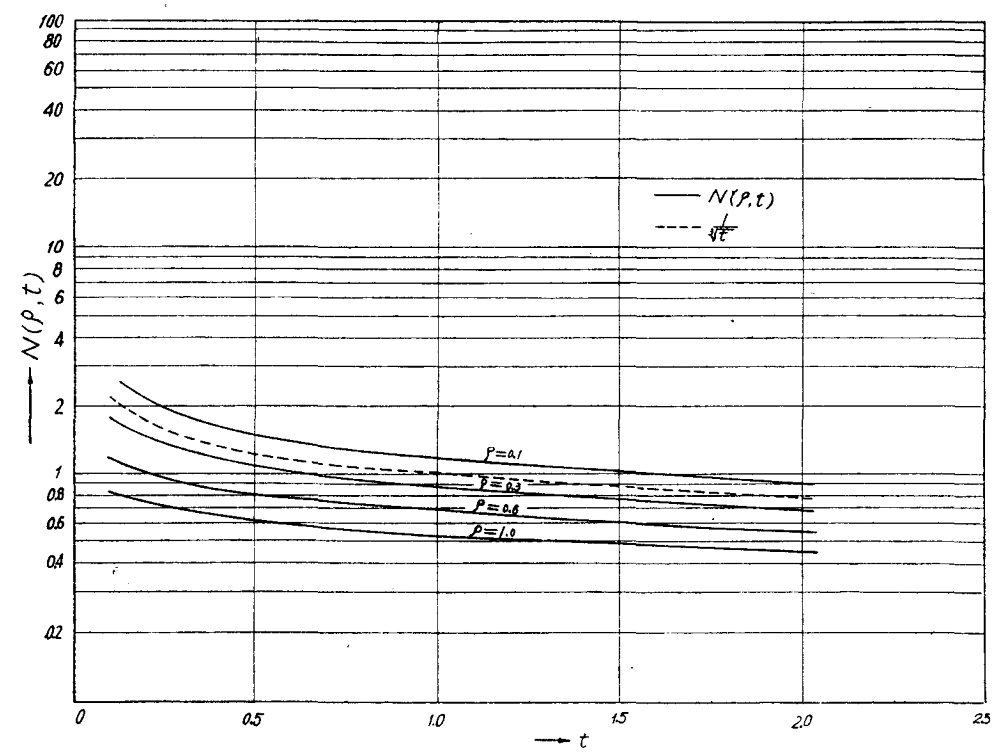


图　3

这里又得到了与(16)式相同的結果.

另一种情况是 $S_0$ 非常大，它除了滿足(27)式的条件外，还滿足 $S_0 t^{\frac{1}{2}} \gg 1$ 的条件，这样

$$\Delta R \approx -\frac{q\mu F_0}{2\pi\sigma_0^2 L}\left\{N(\rho, t) + \frac{1}{2S_0\sqrt{\pi}}\frac{M(\rho, t)}{\sqrt{t}}\right\}e^{-t}. \tag{33}$$

第四种情况：假定 $\alpha t^{\frac{1}{2}} \gg \frac{1}{2}\xi_m t^{-\frac{1}{2}}$，$S_0 t^{\frac{1}{2}} \gg \frac{1}{2}\xi_m t^{-\frac{1}{2}}$，則(9)式可写成

$$ne^t = \frac{F_0}{\alpha - S_0}e^{\frac{-\xi^2}{4t}}[\alpha G(\alpha t^{\frac{1}{2}}) - S_0 G(S_0 t^{\frac{1}{2}})], \tag{34}$$

而

$$\Delta R = -\frac{q\mu F_0}{4\pi\sigma_0^2 L}\frac{\alpha G(\alpha t^{\frac{1}{2}}) - S_0 G(S_0 t^{\frac{1}{2}})}{\alpha - S_0} M(\rho, t) e^{-t}. \tag{35}$$

为了满足上面假定的两个条件，我們还是可以分两种情况討論．一种是 $\xi_m \ll 1$，而 $\alpha$ 和 $S_0$ 不一定很大，这时(35)式不能再簡化．如果除了 $\xi_m \ll 1$ 外，同时 $\alpha t^{\frac{1}{2}} \ll 1$ 和 $S_0 t^{\frac{1}{2}} \ll 1$，那么(35)式又变回(16)式的样子．另一种情况是 $\alpha \gg 1$ 和 $S_0 \gg 1$，这时我們可以假定 $\alpha t^{\frac{1}{2}} \gg 1$ 和 $S_0 t^{\frac{1}{2}} \gg 1$，因而得

$$\Delta R \approx -\frac{q\mu F_0}{8\pi\sqrt{\pi}\,\sigma_0^2 L}\left(\frac{\alpha + S_0}{\alpha^2 S_0^2}\right) M(\rho, t)\frac{e^{-t}}{t^{3/2}}. \tag{36}$$

如果 $\rho \ll 1$，則上式可成为

$$\Delta R \approx -\frac{q\mu F_0}{4\pi\sqrt{\pi}\,\sigma_0^2 L}\left(\frac{\alpha + S_0}{\alpha^2 S_0^2}\right)\left(\frac{1}{\rho}\right)\frac{e^{-t}}{t^{3/2}}. \tag{37}$$

从以上四种情况看，$\Delta R$ 随时間的变化基本上具有下列形式：

$$\Delta R \sim \frac{e^{-t}}{t^a}, \quad (0 \leqslant a \leqslant 3/2). \tag{38}$$

当我們画 $\ln \Delta R$ 对 $t$ 的曲綫而由其斜率求寿命时，我們得到

$$\frac{d \ln \Delta R}{dt} = -1 - \frac{a}{t}. \tag{39}$$

如果假設 $a = \frac{1}{2}$，而我們在相隔 2 倍寿命这样长的时間以后，再观察数据 $(t = 2)$，則由斜率求得的寿命誤差不会超过 25%．

上面討論的只是单色光的情况．如果我們所用的光源不是单色光，而是許多不同波长光的迭加，則經过类似的数学运算不难証明，$\Delta R$ 随时間的变化规律正好是相应于各种不同波长光所引起的效应的代数相加．

## 三、实驗装置及設备

我們用的測量設备方框图如图 4 所示．其中方形波发生器产生的方形波被微分后成为正負的两个尖脉冲．用正脉冲触发高压脉冲发生器，使閃光灯放电产生脉冲光．用負脉冲触发另一脉冲发生器，以产生測量用的脉冲．在样品受到脉冲光照的同时，另一参考

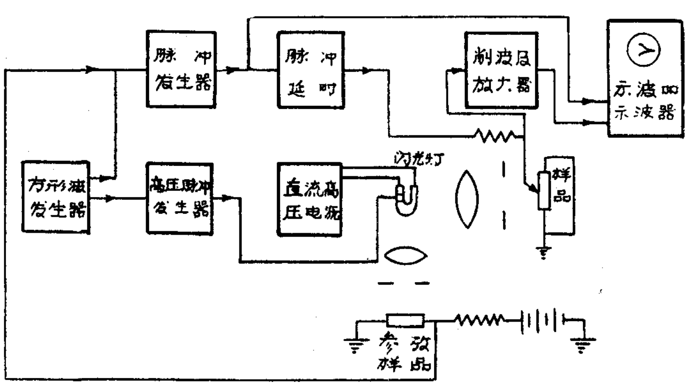


图 4

样品上也受到脉冲光的照射而产生負脉冲信号．这負脉冲的信号同时也被送到测量脉冲发生器的外触发輸入端．这样，一方面在有光照时可以使测量脉冲与灯同步，另一方面在二次光照之間，靠方形波发生器的負脉冲将测量脉冲再触发一次．这样测量脉冲的重复頻率較閃光灯的高一倍，因而在示波器上出現的图象有二条曲綫：一条代表光照后的电导瞬变，一条代表光不照时测量脉冲加上后的电导瞬变．图 5 表示示波器上看到的实际图象．测量图象中两条曲綫一端两个尖鋒間的距离随延时的变化，就可以得到样品的少数載流子寿命．

## 四、实 驗 結 果

我們用这种方法测量了鍺和硅中少数載流子的寿命．虽然在测量时的具体条件并不能严格符合于在理論分析中所提出的四种特殊情况，所用样品的尺寸一般較小，不能满足半无穷大的假設，但是从这些初步测量結果中，可以判断出本方法的大致准确度．图 6—9 表示在同一块鍺片上，用不同条件测得的結果．图 6 中的样品表面是用 CP4 腐蝕过的，光源是用 0.8 毫米厚的鍺片滤光的．这种情况下，$S_0 \approx 0.4$，$\alpha < 1$，得到的数据在图 6 中画成两条曲綫，一条是按訊号电压 $\ln \Delta V$ 与时間 $t$ 的关系画的，另一条是按 $\ln\sqrt{t}\,\Delta V$ 与 $t$ 的关系画的．从图中可以看到，前一条綫比較接近于直綫；由此得到的少数載流子寿命是 155 微秒．图 7 的表面腐蝕条件与图 6 的一样，但是光源用了 1 厘米厚的水来滤光，这时 $\alpha \approx 10 \sim 1000$．在图 7 中同样画了 $\ln \Delta V \sim t$ 和 $\ln\sqrt{t}\,\Delta V \sim t$ 的两条曲綫，而前者比較接近于直綫．由此得到的少数載流子寿命是 190 微秒．图 8 和图 9 是把样品表面用金刚砂磨过后测的．这时估計 $S_0 \approx 100$．图 8 中用的光源是加水的滤光片，而图 9 中的光源采用了閃光灯的白光，沒有加任何滤光片．这两张图中的曲綫都是按 $\ln\sqrt[3]{t}\,\Delta V$ 与 $t$ 的关系画的，由此而得的少数載流子寿命为 145 微秒和 140 微秒．

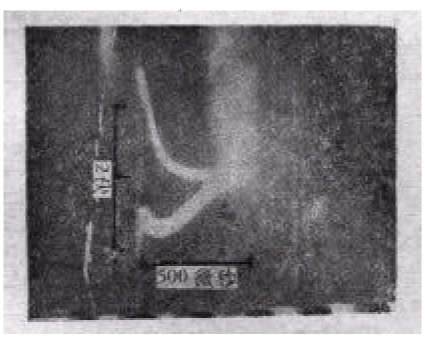

图 5　P 型硅 5600 欧姆厘米表面磨过
$V_0 = 24$ 伏
延时 $t = 5$ 微秒

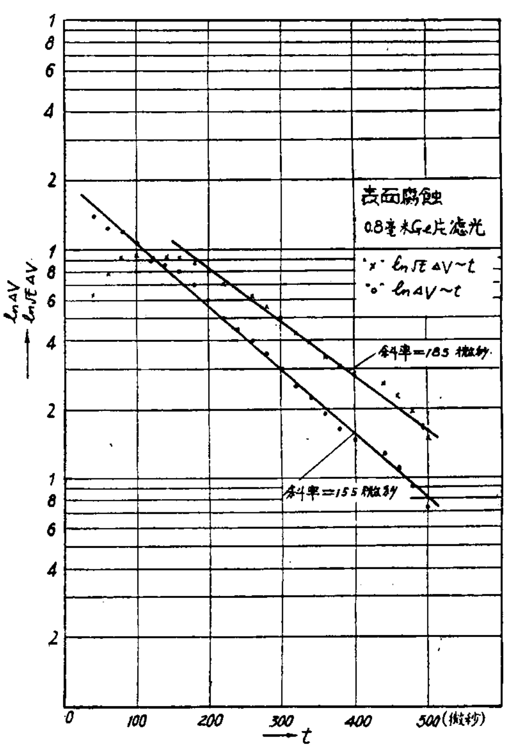

图　6

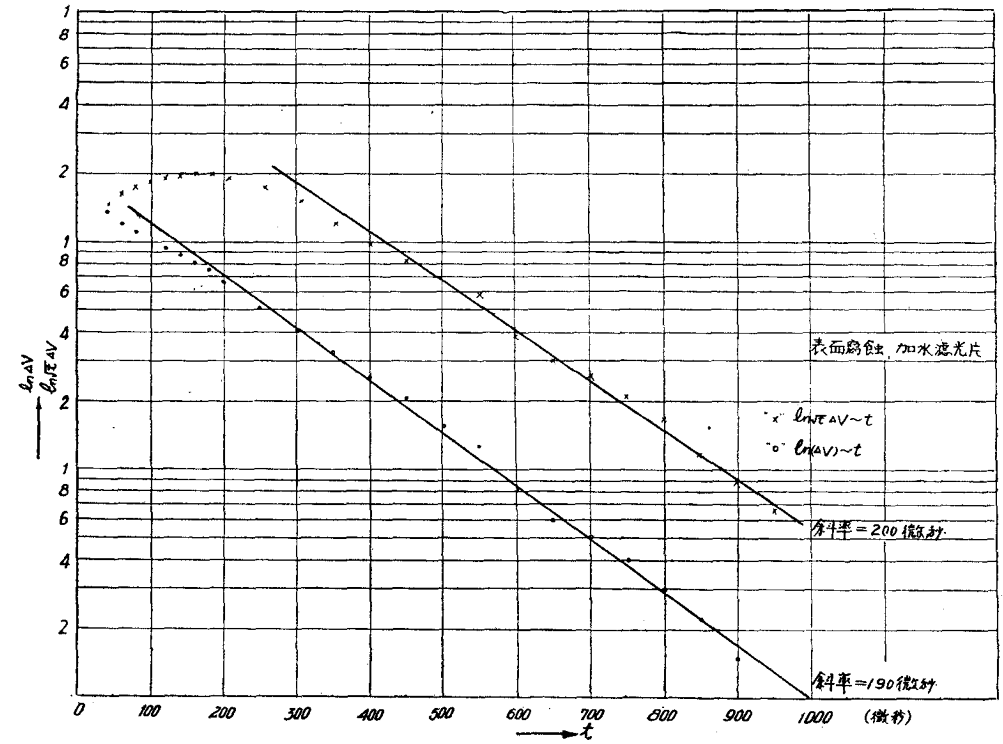
表面腐蚀，加水滤光片
斜率=200微秒
斜率=190微秒
0 100 200 300 400 500 600 700 800 900 1000 (微秒)
t

图 7

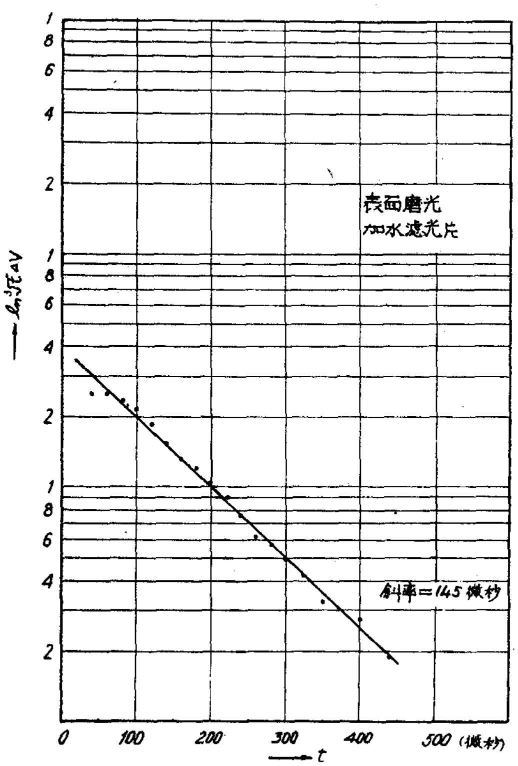
表面磨光
加水滤光片
斜率=145微秒
0 100 200 300 400 500 (微秒)
t

图 8

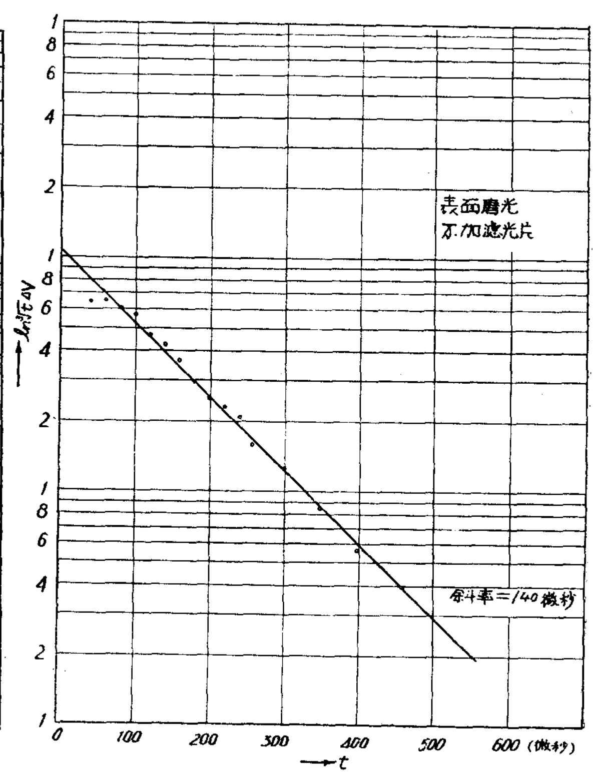
表面磨光
不加滤光片
斜率=140微秒
0 100 200 300 400 500 600 (微秒)
t

图 9

对硅中少数載流子寿命的测量，我們以这种方法测得的結果与光电导衰退法和双脉冲法所得的結果作了比較(見表 4)．这些测量都是在腐蝕表面和白光下进行的．从表內可以看到，三种方法所测得的少数載流子寿命基本上是符合的．

表 4

| 样品：编　号 | 导电类型 | 电阻率 ($\Omega$ cm) | 测得寿命(微秒)／测量方法：本文中所述的方法 | 光电导衰退法 | 双 脉 冲 法 |
|---|---|---|---|---|---|
| P-10 | P | 10 | 25—33 | 35±5 | 25 |
| P-23 | P | 23 | 24 | 20±5 | 20 |
| P 5600B | P | 5600 | 180 | 160 | 160±20 |
| P 5600C | P | 5600 | 90—108 | 110 | 160 |
| P 5600A | P | 5600 | 180 | 180 | 180 |
| N-5 | N | 5 | 22—29 | 55±10 | 30 |

为了进一步研究所用光源的波长，強度对测量硅中少数載流子寿命的准确度的影响，我們选用了两块电阻率为 5600 欧姆厘米的硅样品，在不同光源条件下进行一系列的测量，其結果分别列于表 5 和表 6 中．表 5 中所用样品的表面是用金刚砂磨过的 ($S_0 \approx 100$)，而表 6 中的是用 HF:HNO$_3$ = 1:10 的腐蝕液腐蝕过的 ($S_0 \approx 1$)．

表 5

| 光 源 情 况 | $\alpha$ | 测量脉冲高 $V_0$ (伏) | 起始訊号 $\Delta V$ | $\frac{\Delta V}{V_0}$(%) | 测得的寿命 (微 秒) |
|---|---|---|---|---|---|
| 白　光 | 0.01—10000 | 26 | 0.57 | 2.2 | 90 |
| 白　光 | 0.01—10000 | 26 | 1.75 | 6.7 | 138 |
| 通过 1.5 厘米 2% $CuCl_2$ 溶液 | 100—10000 | 26 | 0.8 | 3.1 | 108 |
| 同　上 | 100—10000 | 26 | 1.7 | 6.5 | 132 |
| 通过 0.6 毫米厚的 Si 滤光片 | <1.2 | 26 | 1.8 | 6.9 | 130 |

表 6

| 光 源 情 况 | $\alpha$ | 测量脉冲高 $V_0$ (伏) | 起始訊号 $\Delta V$ | $\frac{\Delta V}{V_0}$(%) | 测得的寿命 (微秒) |
|---|---|---|---|---|---|
| 白　光 | 0.01—10000 | 25 | 0.5 | 2.0 | 134 |
| 通过 1.5 厘米 2% $CuCl_2$ 溶液 | 100—10000 | 25 | 0.58 | 2.3 | 92 |
| 通过 0.6 毫米厚的 Si 滤光片 | <1.2 | 28 | 0.32 | 1.14 | 186±5 |

从表 5 中可以看到，一般情况下，起始訊号愈強，也就是光注射的少数載流子愈多，测得的寿命愈长．这可能是由于寿命随注入水平而变化的原因所引起的．表 6 中的情况正好相反，尤其是用 $CuCl_2$ 溶液滤波后的情况(表中第二項)，测得的寿命特别短．这种情况

的出現可能是由于样品的电阻率高，用表面吸收光去激发时，在表面复合速度不大的情況下，集中在表面附近的光生載流子严重地影响了样品电阻率的均匀性，使触針下的电压等位面不再是球面，因而不能满足前面理論分析中的假設．在这种情况下，光生載流子从表面向內部的扩散使測得的寿命表現得很小．

## 五、討 論

我們实际测量中所用的光源都不是单色光，为了要比較光源中不同波长的光成分所起作用的大小，我們先看一下，在前面分析的特殊情況下，訊号与光強的关系．从(16)、(25)、(33)和(37)式經过整理，我們可得

$$\left|\frac{\Delta R}{R_0}\right| = A\alpha e^{-t}, \quad (S_0 \to 0, \alpha \to 0), \tag{40}$$

$$\left|\frac{\Delta R}{R_0}\right| = A\frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{e^{-t}}{\sqrt{t}}, \quad (S_0 \to 0; \alpha \gg 1), \tag{41}$$

$$\left|\frac{\Delta R}{R_0}\right| = A\alpha\left\{\left(\frac{\rho}{4\sqrt{\pi}}\ln\frac{4e^3}{\gamma\rho^2}\right)\frac{1}{\sqrt[3]{t}} + \frac{1}{S_0\sqrt{\pi}}\frac{1}{\sqrt{t}}\right\}e^{-t}, \quad (S_0 \gg 1, \alpha \to 0), \tag{42}$$

$$\left|\frac{\Delta R}{R_0}\right| = A\frac{\alpha + S_0}{2\sqrt{\pi}\,\alpha S_0^2}\frac{e^{-t}}{t^{3/2}}, \quad (S_0 \gg 1, \alpha \gg 1), \tag{43}$$

其中

$$A = (1+b)\frac{\beta}{p_0 L}N, \tag{44}$$

$R_0 = \dfrac{1}{2\pi\sigma_0 L\rho}$ 是无光照时触針下的分布电阻，

$b = \mu_n/\mu_p$ 为电子和空穴迁移率之比，

$N$ 为脉冲光照期間单位面积上样品所吸收的总光子数．

在(42)式中，如果假設 $\rho = 0.1$（这符合实际测試情况），則花括弧內的前一項比后一項大得多．因此可以忽略后一項而得到

$$\left|\frac{\Delta R}{R_0}\right| = A(0.118\alpha)\frac{e^{-t}}{\sqrt[3]{t}}, \quad \begin{pmatrix} S_0 \gg 1, \alpha \to 0 \\ \rho = 0.1 \end{pmatrix}. \tag{45}$$

再看第四种情况的(43)式，由于在实际测量中 $\alpha$ 可以达到一万的数量級，而 $S_0$ 大約是一百的数量級，我們忽略(43)式右边第二个因子的分子中的 $S_0$，得到

$$\left|\frac{\Delta R}{R_0}\right| = A\frac{1}{2\sqrt{\pi}S_0^2}\frac{e^{-t}}{t^{3/2}}, \quad (\alpha \gg S_0 \gg 1). \tag{46}$$

現在我們比較(40)、(41)、(45)、(46)四个式子．首先假定 $\beta$ 不随波长而变，那末 $A$ 就直接正比于吸收的总光子数．从这四个式子可以看到，在同样条件下，表面磨过的样品的訊号要比表面腐蝕好的小得多；尤其是用表面吸收光照射时，两者要相差上万倍，这也就是說第四种情况实际上很难观察到訊号．当光源中含有不同波长成分的光时，如果 $S_0 \to 0$，那末长波部分光所引起的訊号正比于 $\alpha$，而短波部分光所引起的訊号則与 $\alpha$ 无关．由于我們在实际测量中所用的长波部分光的 $\alpha$ 約是 1 的数量級；同时可以假定对这种光来說，(40)

式仍旧适用(見第二节討論中的(23)式)，那末这长波部分光对訊号所起的作用将与短波部分光所起的作用同一个数量級. 图 6 甚至图 7 中的情况可能都属于这种类型.

現在考虑表面磨过的样品，当光源中含有不同波长成分的光时，从(45)、(46)式中可以看到，只要长波部分光的 $\alpha$ 不太小，短波部分光在訊号中所起的作用总是可以被忽略掉的，也就是說我們不会观察到正比于 $e^{-t}/t^{3/2}$ 的衰減. 这可能說明了图 8 和图 9 中的情况.

在大部分半导体材料中，少数載流子的寿命会随注入水平的增高而起变化. 因此，在检定半导体材料的寿命时，应該在很小的注入水平下来測量，但是注入水平減小会使訊号变小，准确度降低，所以我們需要討論在不同条件下訊号与注入水平的关系. 令 $n_0$ 代表在表面上 ($\xi = 0$) 当脉冲光照过后 ($t = 0$) 少数載流子的浓度，則从(9)式得 $n_0 = F_0$，以这个关系代入(16)、(25)、(33)和(37)式，并經过整理得

$$\left|\frac{\Delta R}{R_0}\right|_{t=1} = (1 + b)\frac{n_0}{p_0}, \qquad (S_0 \to 0,\ \alpha \to 0), \tag{47}$$

$$\left|\frac{\Delta R}{R_0}\right|_{t=1} = (1 + b)\left(\frac{1}{\sqrt{\pi\alpha}}\right)\frac{n_0}{p_0}, \qquad (S_0 \to 0,\ \alpha \gg 1), \tag{48}$$

$$\left|\frac{\Delta R}{R_0}\right|_{t=1} = 0.118(1 + b)\frac{n_0}{p_0}, \qquad \begin{pmatrix} S_0 \gg 1,\ \alpha \to 0 \\ \rho = 0.1 \end{pmatrix}, \tag{49}$$

$$\left|\frac{\Delta R}{R_0}\right|_{t=1} = (1 + b)\left(\frac{1}{2\sqrt{\pi}\,\alpha S_0^2}\right)\frac{n_0}{p_0}, \qquad (\alpha \gg S_0 \gg 1). \tag{50}$$

从上面四个式子可以看出，如果使注入水平 $n_0/p_0$ 保持一定数值，則第一种情况訊号最大，第三种情况次之，第二和第四种情况的訊号就要小很多. 因此，我們建議在实际測量中应該尽可能采用第一或第三种情况. 如果样品表面是磨过的，由于短波长的表面吸收光在磨过表面的样品上所引起的訊号非常小，所以可以用白光来測. 总起来說，我們建議的两种測量条件是：

1. 表面腐蝕，用相当于扩散长度厚的半导体材料作为濾光片以保証 $\alpha < 1$.

2. 表面磨过，用白光照.

后一种条件下的測量数据应該按 $\ln\sqrt[3]{t}\,\Delta V \sim t$ 的斜率来計算寿命.

上述两种測量条件之所以合适，从另一个角度看，是因为他們在样品中激发的少数載流子比較均匀. 第(1)种条件用长波貫穿光激发，少数載流子的分布当然比較均匀；第(2)种条件虽然用白光激发，但是由于表面复合速度大，短波表面吸收光在表面附近所激发的少数載流子，很快在表面上复合掉了，因此少数載流子的分布还是比較均匀的.

为了減少誤差，数据应該在离脉冲光照后 $2\tau$ 至 $3\tau$ 时測量.

## 結　　論

用触針下分布电阻的光电导衰退来測量少数載流子寿命的方法，是适合于材料的經常性检驗用的，它的主要优点是：

(一)样品不需要切成一定形状；

(二)在样品上不需要做固定电极；

(三)可以检驗不均匀的材料；

(四)不需要一定的表面处理;

(五)仪器简单,操作方便;

(六)有一定的准确度.

用这种方法测量鍺和硅中少数載流子的寿命都可以得到满意的結果. 测得的硅中少数載流子的寿命基本上和用其他方法测得的結果符合.

最后,本文中的实驗部分是由庄蔚华、潘貴生、陈子乐、周汝生等几位同志帮助进行的,数字計算方面得到刘东源、弓継书两位同志的帮助,作者特向他們志謝.

## 参 考 文 献


[1] Концевой, Ю. А., Иглицыи, М. И., *ФТТ.*, **3** (1961), 1465.
[2] Garreta, O. & Grosvalet, J., *Progress in Semiconductors,* **1** (1956), 165.
[3] Goucher, F. S., *Phys. Rev.,* **81** (1951), 475.
[4] Богданов, С. В., Копыловский, Б. Д., *ФТТ.*, **3** (1961), 926.
[5] Ridley, B. K., *J. Electronics & Control,* **5** (1958), 549.
[6] Иглицын, М. И., Концевой, Ю. А., Кудин, В. Д., Мейер, А. А., *ЖТФ.*, **27** (1957), 1414.
[7] Navon, D., Bray, R., Fan, H. Y., *Proc. IRE.*, **40** (1952), 1342.
[8] Many, A., *Proc. Phys. Soc., B,* **67** (1954), 9.


# THE MEASUREMENT OF THE LIFE TIME OF MINORITY CURRENT CARRIERS IN SEMICONDUCTORS BY OBSERVING THE PHOTO-CONDUCTIVE DECAY OF THE SPREADING RESISTANCE UNDER A POINT CONTACT

WANG SHOU-WU

ABSTRACT

A new method for measuring the life time of minority current carriers in semiconductors is described. Measurements are made by observing the photoconductive decay of the spreading resistance under a point contact. This method possesses the following advantages: (1) It is not necessary to cut the specimen into special form. (2) No fixed electrode has to be made to the specimen. (3) It is applicable to test inhomogeneous specimen. (4) No particular surface treatment is necessary. (5) Apparatus used is simple and easy to operate. (6) Enough accuracy is obtainable. A theoretical analysis is given of the effects of surface recombination velocity and of varying absorption depth of the light in specimen. Experimental details and discussions are given for Ge and Si specimens. Results are in agreement with those obtained by other methods.