

用面垒探测器测定 n 型硅中少数 载流子的扩散长度^{* 1)}

唐堃山 賀明霞** 陈佐禹** 王 楚**

(复旦大学物理系)

提 要

当 α 粒子穿入 Au-Si 面垒探测器的扩散区时, 其产生的非平衡少数载流子扩散到势垒边界而被收集, 因此在探测器两端有一输出脉冲。本文从理论上计算了扩散区中的收集效率, 获得了收集效率和扩散长度的函数关系。另外将实验上测定的收集效率与理论加以比较, 从而确定少数载流子的扩散长度。

一、引 言

利用扩散探测器来测定锗中少数载流子的扩散长度已经在文献 [1] 中叙述过。用面垒探测器同样可以测定硅中少数载流子的扩散长度。这种方法在测量扩散长度时可以不受表面的影响, 因此完全反映了体内的复合过程。但是本方法只能适用于带电粒子射程、势垒厚度的改变和少数载流子扩散长度 L_p 为同一数量级的情况。如果 L_p 太长, 收集效率随 L_p 的变化就不够灵敏。如果 L_p 太短, 则势垒厚度的测量误差可以使测得的 L_p 不准确。因此本方法有一定的局限性。

本文是利用 Au-Si 面垒探测器来测定 n 型硅中少数载流子的扩散长度。用 ^{210}Po 源放射的 α 粒子 (5.29 Mev) 来探测。在计算时将 α 粒子在金属和空气中的能量损失加以扣除, 并且考虑能量在硅中的实际损失率。在势垒区中的收集效率一般认为是 100% [2]。扩散区的收集效率是粒子在扩散区的射程和少数载流子扩散长度的函数。当改变探测器上的外加电压即改变势垒厚度和粒子在扩散区的射程时, 也就改变了总的收集效率。根据理论计算, 总收集效率是少数载流子扩散长度、势垒厚度和粒子射程的函数。由总收集效率和势垒厚度的一组理论曲线可以比较正确地确定扩散长度。

二、理 论 计 算

1. 符号说明 (坐标选取如图 1 所示)

R : 带电粒子射程。

d : 样品厚度。

δ : 势垒厚度。

$E(x)$: 带电粒子在硅中的能量。

D_p : 少数载流子扩散系数。

L_p : 少数载流子扩散长度。

N : 带电粒子产生的电子-空穴对总数。

* 1962 年 8 月 6 日收到。

** 1962 年度毕业生。

1) 在 1962 年全国半导体学术会议上宣读。

N_1 : 从势垒区收集到的载流子总数.

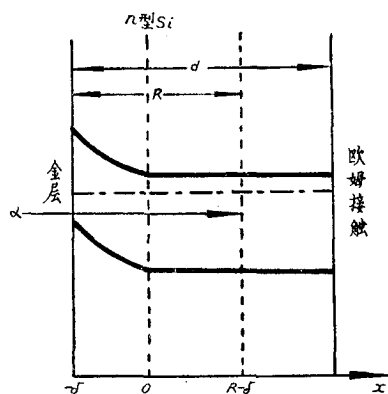


图 1

N_2 : 从扩散区收集到的载流子总数.

S : 少数载流子在欧姆接触处的表面复合速度.

η : 总收集效率.

η' : 扩散区收集效率.

ϕ : 带电粒子通量.

ϵ : 产生一个电子-空穴对所需的能量.

$P(x)$: $0 \leq x \leq R - \delta$ 区域中少数载流子的浓度.

$P_1(x)$: $R - \delta \leq x \leq d - \delta$ 区域中少数载流子的浓度.

2. 扩散区中的收集效率

在具体测量的线路中,我们总是选择脉冲放电时间比少数载流子的收集时间长很多,因此可以认为应该收集到的少数载流子在全部收集以后尚未开始放电. 这样,在计算收集效率时用稳态理论实际上和非稳态理论完全一样. 因此就用稳态理论来处理.

带电粒子射入探测器后,能量损失率和能量之间的关系为^[3]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{A'E^r}, \quad (1)$$

其中 A' 和 r 是常数,亦可以将 $\frac{dE}{dx}$ 写成为 x 的函数关系,即

$$-\frac{dE}{dx} = A_0(R - \delta - x)^{-\frac{r}{r+1}}, \quad (2)$$

其中 $A_0 = A' \left(\frac{r+1}{A'} \right)^{\frac{r}{r+1}}$.

少数载流子在扩散区运动的连续方程为

$$\frac{d^2P(x)}{dx^2} - \frac{P(x)}{L_p^2} = -A(R - \delta - x)^{-\frac{r}{r+1}}, \quad 0 \leq x \leq R - \delta, \quad (3)$$

其中 $A = A_0 \phi / D_p \epsilon$.

$$\frac{d^2P_1(x)}{dx^2} - \frac{P_1(x)}{L_p^2} = 0, \quad R - \delta \leq x \leq d - \delta, \quad (4)$$

上述连续方程应满足下列边界条件:

$$\left. \begin{aligned} x = 0, & \quad P(x) = 0, \\ x = R - \delta, & \quad \begin{cases} P(x) = P_1(x), \\ \frac{dP(x)}{dx} = \frac{dP_1(x)}{dx}, \end{cases} \\ x = d - \delta, & \quad -D_p \frac{dP_1(x)}{dx} = SP_1(x). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

方程(3)的通解为

$$P(x) = C_1 e^{-\frac{x}{L_p}} + C_2 e^{\frac{x}{L_p}} - A(R - \delta - x)^{\frac{r+2}{r+1}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{R - \delta - x}{L_p}\right)^{2n}}{\left[\frac{r+2}{(r+1)^2} + 4n \frac{r+2}{r+1} + 2n(n-1)\right]!}. \quad (6)$$

利用(5)式的边界条件可以确定(6)式中的任意常数 C_1 和 C_2 , 则(6)式变为

$$P(x) = \frac{A(R - \delta)^{\frac{r+2}{r+1}}}{1 + \frac{D_p/L_p + S}{D_p/L_p - S} e^{-\frac{2(d-\delta)}{L_p}}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{R - \delta}{L_p}\right)^{2n}}{\left[\frac{r+2}{(r+1)^2} + 4n \frac{r+2}{r+1} + 2n(2n-1)\right]!} \cdot \left[e^{\frac{x}{L_p}} + \frac{D_p/L_p + S}{D_p/L_p - S} e^{-\frac{[2(d-\delta)-x]}{L_p}} \right] - A(R - \delta - x)^{\frac{r+2}{r+1}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{R - \delta - x}{L_p}\right)^{2n}}{\left[\frac{r+2}{(r+1)^2} + 4n \frac{r+2}{r+1} + 2n(2n-1)\right]!}. \quad (7)$$

扩散区的收集效率为

$$\begin{aligned} \eta' &= \frac{D_p \frac{dP(x)}{dx} \Big|_{x=0}}{\int_0^{R-\delta} D_p A(R - \delta - x)^{-\frac{r}{r+1}} dx} = \\ &= \frac{\left[\frac{D_p/L_p + S}{D_p/L_p - S} e^{-\frac{2(d-\delta)}{L_p}} - 1 \right]}{\left[\frac{D_p/L_p + S}{D_p/L_p - S} e^{-\frac{2(d-\delta)}{L_p}} + 1 \right]} \cdot \frac{R - \delta}{L_p(r+1)} + \frac{r+2}{(r+1)^2} \cdot \\ &\quad \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{R - \delta}{L_p}\right)^{2n}}{\left[\frac{r+2}{(r+1)^2} + 4n \frac{r+2}{r+1} + 2n(2n-1)\right]!} + \\ &\quad + \frac{2}{r+1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n \left(\frac{R - \delta}{L_p}\right)^{2n}}{\left[\frac{r+2}{(r+1)^2} + 4n \frac{r+2}{r+1} + 2n(2n-1)\right]!}. \end{aligned} \quad (8)$$

上述的收集效率和带电粒子的通量无关, 因此每个带电粒子在扩散区内所产生的电子-空穴对的收集效率亦可用(8)式来计算.

3. 探测器的总收集效率

探测器的总收集效率为

$$\eta = \frac{N_1 + N_2}{N}, \quad (9)$$

势垒区的收集效率为 100%, 因此收集到电子-空穴对的数目即是带电粒子在势垒区产生的总数:

$$\begin{aligned} N_1 &= \int_{-\delta}^0 -\frac{1}{\varepsilon} \frac{dE}{dx} dx = \int_{-\delta}^0 \frac{A_0}{\varepsilon} (R - \delta - x)^{\frac{r}{r+1}} dx = \\ &= \frac{A_0(r+1)}{\varepsilon} [R^{1/1+r} - (R - \delta)^{1/1+r}], \end{aligned} \quad (10)$$

(9)式中的 N_2 和 N 分别为

$$\begin{aligned} N_2 &= \eta' \int_0^{R-\delta} -\frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{dE}{dx} dx = \eta' \int_0^{R-\delta} \frac{A_0}{\varepsilon} (R - \delta - x)^{\frac{r}{r+1}} dx = \\ &= \frac{A_0(r+1)}{\varepsilon} \eta' [R - \delta]^{1/1+r}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} N &= \int_{-\delta}^{R-\delta} -\frac{1}{\varepsilon} \frac{dE}{dx} dx = \int_{-\delta}^{R-\delta} \frac{A_0}{\varepsilon} (R - \delta - x)^{\frac{r}{r+1}} dx = \\ &= \frac{A_0(r+1)}{\varepsilon} R^{1/1+r}. \end{aligned} \quad (12)$$

将(10),(11)和(12)式代入(9)式得到总收集效率为

$$\eta = 1 - (1 - \eta') \left(\frac{R - \delta}{R} \right)^{\frac{1}{r+1}}. \quad (13)$$

4. 具体情况

在我们测量的样品中, 样品厚度 d 远大于 L_p 和 δ , 对 α 粒子, $r = \frac{1}{2}$. 在这种情况下, (8)式和(13)式分别变为

$$\eta'_a = 1 - \frac{3}{5} \frac{R - \delta}{L_p} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left(\frac{10}{9} + \frac{4}{3}n - \frac{2}{3} \frac{R - \delta}{L_p} \right) \left(\frac{R - \delta}{L_p} \right)^{2n}}{\left[\frac{10}{9} + \frac{20}{3}n + 2n(2n - 1) \right]!}, \quad (14)$$

$$\eta_a = 1 - (1 - \eta'_a) \left(\frac{R - \delta}{R} \right)^{2/3}, \quad (15)$$

η'_a 和 $\frac{R - \delta}{L_p}$ 的关系如图 2 所示. 而对于不同的 L_p , η_a 和 δ 的关系及实验结果均表示在图 5 中.

三、测量方法和结果

从上述理论知道, 不同的势垒厚度其收集效率不同. 对于 L_p 不同的样品, 即使势垒厚度相同, 收集效率亦不同, L_p 愈小, 收集效率就愈低. 在不同势垒厚度下(改变加在探测器上的电压)测定收集到的电荷数, 得出 η_a 和 δ 之间的关系, 将这些实验结果与理论曲线比较来判定 n 型硅中少数载流子的扩散长度.

我们所用的 Au-Si 面垒探测器是用几十欧姆-厘米

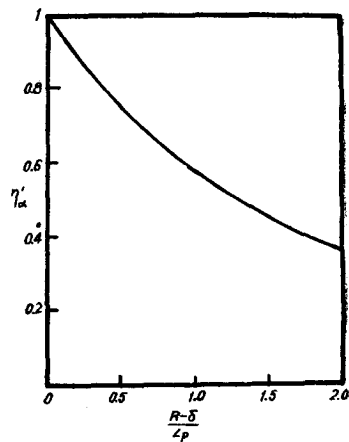


图 2

的 n 型硅切成 $3 \times 4 \times 1.2 \text{ mm}^3$ 的小片, 一面腐蚀光滑后用真空蒸发一层约 $500 \text{ \AA}$ 的金, 另一面做一欧姆接触. 探测面积约为 $4-5 \text{ mm}^2$. 四周用有机硅脂保护并装在塑料底座上. 其结构如图 3 所示.

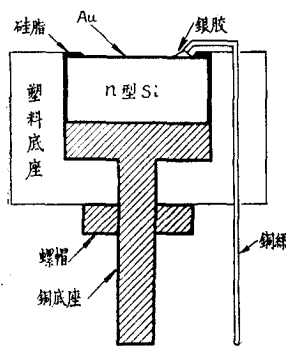


图 3

当粒子射入探测器后, 两端产生一电压脉冲. 如果 RC 放电时间远大于少数载流子收集时间, 则输出脉冲高度为

$$v = \frac{Q}{C_d + C_i}, \quad (16)$$

其中 Q 为收集到的电荷, C_d 为探测器的电容, C_i 为放大器的输入电容. 因此通过脉冲高度及电容的测量可以确定收集电荷 Q .

1. 脉冲高度的测定

用 ${}_{84}\text{Po}^{210}$ 源放射出的 α 粒子能量为 5.29 MeV . ${}_{84}\text{Po}^{210}$ 源离探测器 2 mm . 探测器金属的厚度为 $500 \text{ \AA}$, 这样, 扣除 α 粒子在 2 mm 的空气层与 $500 \text{ \AA}$ 的金属中的能量损失 (0.3 MeV) 后, 在硅中的射程为 $25 \mu\text{m}$.

测量的简图如图 4 所示.

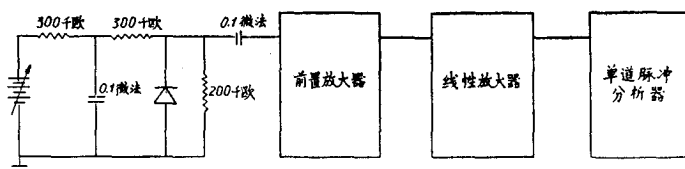


图 4

为了满足稳态处理的条件, 放电时间 RC 应比收集时间大很多. 在射程 $R = 25 \mu\text{m}$ 的情况下, 如果粒子全部打入扩散区, 则其收集时间应为: $t = \frac{R^2}{D} \cong 0.5 \mu\text{s}$. 因此我们采用与探测器并联的电阻为 $200 \text{ K}\Omega$. 一般在高偏压下探测器的电容至少为几个微微法拉. 放大器输入电容经测定为 17.5 pf , 所以总的电容至少在 20 pf 以上. 因此 RC 放电时间总是在 $4 \mu\text{s}$ 以上, 即在任何偏压下均远大于电荷的收集时间.

探测器输出的信号经过前置放大器和线性放大器放大后, 送入单道脉冲分析器, 由单道脉冲分析器上读出经过放大后的脉冲高度, 再从放大器放大倍数的校正图上读出实际的脉冲高度 (放大倍数是用一个标准脉冲发生器来校正的).

为了减少偶然误差 (包括由于统计涨落引起的误差), 对每个脉冲高度的确定都经过多次测量, 再取平均值.

2. 电容的测定

探测器的势垒电容是用 Q 表来测定的. 测定每个探测器的电容随反向偏压的改变, 并且将 $\left(\frac{1}{C_d^2}\right) \sim (V_0 - V)$ 作图 (其中 V 是反向偏压, $V_0 = 0.6$ 伏为接触电势差). 由斜率来确定材料的电阻率 ρ .

放大器的输入电容 C_i 用下述方法测量: 如果加在探测器两端的偏压不变, 则收集到的电荷也不会改变. 设在某一偏压 V 时测得输出脉冲高度为 v_1 , 则有

$$Q = (C_d + C_i)v_1, \quad (17)$$

然后在探测器两端并联上一个已知电容 C_0 , 再测得输出脉冲高度为 v_2 , 则有

$$Q = (C_d + C_i + C_0)v_2, \quad (18)$$

由方程(17)和(18)得

$$C_i = \frac{v_2 C_0}{v_1 - v_2} - C_d, \quad (19)$$

其中 C_0 和 C_d 均可由 Q 表测定。以 3 号探测器为例, C_0 为 73.4 pf, 测得的数据列在表 1 中。

表 1

V (V)	28.5	43.5	67.0	96.0	121	145
v_1 (mV)	4.36	5.06	5.55	6.58	7.05	7.25
v_2 (mV)	1.78	1.90	2.00	2.12	2.18	2.21
Δv (mV)	2.58	3.10	3.55	4.46	4.87	5.04
C_d (pf)	50.6	26.9	23.5	17.4	15.6	14.5
C_i (pf)	17.4	18.0	17.8	17.5	16.8	17.7

根据上述结果, 我们的测量系统中前置放大器的输入电容为 $\bar{C}_i = 17.5$ pf.

3. 测量误差

1) 脉冲高度的误差 由线性放大器输出的脉冲幅度为 50 V 左右。单道脉冲分析器的道宽为 1V, 这样必然引进相对误差 1%。在低偏压时, 一方面由于脉冲幅度的下降, 另一方面由于分辨率的变坏, 因此相对误差可增至 2% 左右。这项误差是测量脉冲高度的主要误差。其它如统计涨落引入的误差, 噪音(50 μ V)引入的误差均可以忽略。

2) 电容的误差 C_0 和 C_d 均由 Q 表测定, Q 表示的刻度误差为 1 pf, 直读误差约为 ± 0.2 pf。这样在测定 C_d 及 C_0 时相对误差为 5—6%。

3) 势垒厚度的误差 势垒厚度的误差是由电容和结面积的误差来确定的。而利用工具显微镜测量, 最大误差约为 2—3%。因此势垒厚度的误差最大可达 9%。

4) 电阻率的误差 电阻率是由电容与偏压作图来确定, 偏压是用真空管电压表来测定(2.5 级表), 因此偏压误差约为 3%。电阻率最大误差不超过 8%。

5) 收集效率的误差 收集电荷是输出脉冲和电容的乘积, 因此收集效率的误差为 6—7%。

上述估计的最大误差包括仪器的系统误差和读数时的偶然误差。一般经过多次重复测量或作图, 因此可以消除部分偶然误差, 所以实际测量数据的误差较上述估计的误差小。

4. 测量结果

我们测量了三块样品, 其测量结果列在表 2 中。将表 2 中得到的 η 和 δ 的关系与理论曲线一起画在图 5 中, 从实验点的分布看到理论和实验符合尚好。实验点偏离在理论曲线的两边完全是偶然误差所引入的。由图 5 定出样品的扩散长度和根据扩散长度计算出的寿命列在表 3 中。

四、讨 论

(1) 用上述方法测得的寿命和利用探测器反向电流来计算的寿命值^[4]是符合的。

表 2

样品序号	$V_0 - V(V)$	v (mV)	$C_d + C_i$ (pf)	δ (μm)	η
1	8.60	2.20	79.8	8.50	0.73
	15.5	3.15	64.1	11.3	0.82
	26.9	4.15	52.9	15.4	0.90
	36.3	4.60	47.9	17.5	0.91
	50.3	5.20	45.7	20.6	0.98
	65.3	5.65	42.3	23.4	0.99
2	4.40	1.38	137	6.10	0.78
	7.60	1.90	105	8.20	0.82
	14.4	2.67	79.0	11.1	0.87
	21.6	3.25	67.0	13.7	0.90
	29.1	3.75	59.9	15.9	0.93
	41.6	4.40	52.8	19.1	0.96
3	53.6	4.90	48.5	21.6	0.98
	8.30	2.59	79.5	8.20	0.89
	15.9	3.39	62.5	11.4	0.92
	29.8	4.36	50.7	15.6	0.96
	44.8	5.06	44.2	19.1	0.97
	58.3	5.55	41.4	21.8	0.99

表 3

样 品 序 号	L_p (μm)	τ (μs)	$\rho^{(1)}$ ($\Omega \cdot \text{cm}$)
1	23 ± 3	0.4 ± 0.1	33
2	35 ± 4	1.0 ± 0.2	34
3	67 ± 5	3.5 ± 0.5	32

1) ρ 的数据由势垒电容和偏压关系确定的。

(2) 用 ^{210}Po 源放射出的 α 粒子在硅中的射程约为 $25 \mu\text{m}$, 因此寿命在 10^{-6} — 10^{-7} 秒范围内, 收集效率 η 随势垒厚度 δ 的变化最为显著。如果要测量寿命更短的材料, 则应该用射程较小的重粒子。如果要测量寿命较长的材料, 则应该用射程较长的粒子 (如质子)。但电阻率要适当选取。

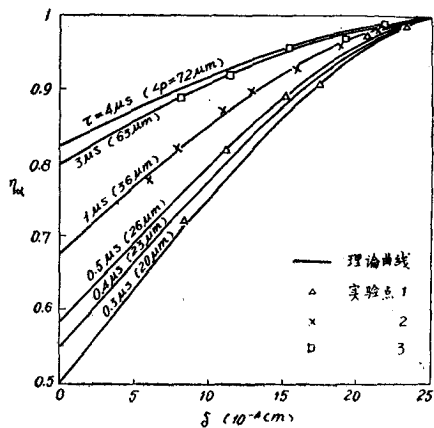


图 5

(3) 硅中的陷阱效应在我们具体的样品中没有发现。如果有陷阱存在, 则实际测量的收集效率随偏压的下降比理论计算的结果下降得快 (理论上未考虑陷阱存在)。而在本实验中并未发现有此现象。另外, 在测量时用红外灯照射亦并未发现测量数值的改变。

本文中部分的测量是在核物理实验室中进行, 作者对他们给予的帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Koch, L., Messier, J., Kerns, Q., *I. R. E. Trans. on Nuclear Science*, **NS-8**, No. 1 (1961), 83.
- [2] 唐璞山、郑仰华, 复旦学报 (自然科学版), **7**, 第 2 期 (1962), 155—167.
- [3] Seitz, F., Koehler, J. S., "Displacement of Atoms during Irradiation", *Solid State Physics*, (Academic Press, New York), Vol. 2 (1956), 305.
- [4] Chih-Tang Sah, Noyce, R. N., Shockley, W., *Proc. I. R. E.*, **45** (1957), 1228.

THE DIFFUSION LENGTH OF MINORITY CARRIERS IN N -TYPE SILICON MEASURED WITH A SURFACE BARRIER DETECTOR

TANG PU-SHAN HUO MING-HSIA CHEN TSO-YÜ WANG CHU

ABSTRACT

The non-equilibrium minority carriers produced by the α -particles while penetrating into the diffused layer of the Au-Si surface barrier detector diffuse into the boundary of barrier layer and are then collected. Hence an output pulse is obtained at the two terminals of the detector. The collecting efficiency in the diffused layer and the relations between the collecting efficiency and the diffusion length are calculated. The experimental results have been compared with the theory, and the diffusion length of minority carriers is then determined.