

硅 P-N 结电场对金施主中心空穴 热发射率的影响

陈开茅 毛晋昌

(北京大学物理系)

1982年1月18日收到

提 要

在 115.2K 到 162.3K 的温度范围内,用电容瞬态技术研究了 P-N 结电场对硅中金施主中心空穴热发射率的影响。测量结果表明电场对热发射率有很强的增强作用,这种作用强烈地依赖于温度。用电场降低极化势垒效应可以解释这种作用。极化势垒的形式为 $V(r) = -Ar^{-4}$, 实验定出上述温度范围的 A 从 8.8×10^{-27} 变到 $1.1 \times 10^{-27} \text{eVcm}^4$ 。在测量方法方面,首次考虑了空间电荷区边界层对热发射率-电场关系测量结果的影响,提出了修正这种影响的具体方法。

一、引 言

目前 P-N 结电流、电压和电容瞬态技术已广泛应用于半导体深能级杂质、缺陷的研究工作中。为了正确应用这些技术测量能级位置及其它有关参数,就必须清楚地了解强度变化范围很大的结电场对束缚载流子热发射率的影响。另外,热发射率与电场关系的研究,也有助于对杂质、缺陷势垒结构及发射过程的动力学的了解。

近二十年来,许多人就电场对热发射率的影响问题作了理论和实验的研究^[1-10],提出各种影响发射过程的物理机制和多种实验测量的方法。在这些方法中,有的是研究空间电荷区中平均电场对热发射率的影响,有的则是研究局部电场对热发射率的影响。显然,后者能较真实地观测到发射率与电场的关系,Sah 等人^[3]对这个方法作了理论分析,并对硅中的钴^[6]和锌^[7]作了测量。对于硅中十分重要的金,Sah 等人已经用光生伏特的方法对金的受主能级作了测量^[10],但是,在电场对它的施主能级空穴热发射率的影响方面,至今尚没有人进行过认真的研究。本文中,我们用类似于 Sah 等人考虑局部电场的方法,研究了硅中金的施主能级的空穴热发射率与电场的关系。在方法上不同的是,我们考虑了空间电荷区边界层对测量结果的影响。以前,在这方面的工作中均忽视了这一问题,具体研究表明,它对热发射率-电场关系测量结果的影响是显著的。

二、原 理

为了简便起见,下面以 P 型硅中金施主能级为例来说明。在空间电荷区的空穴热发

射过程中, 束缚在金施主中心的空穴浓度 P_T 随时间的变化关系为

$$P_T(t) = N_{TT} \exp(-c_p t) \quad (1)$$

其中, N_{TT} 是金施主中心的浓度, c_p 是该中心的空穴热发射率. 由于空间电荷区的电场与位置有关, 受电场影响的热发射率也因位置而异, 因而由空间电荷区内束缚载流子的热发射而引起的电容瞬态是多指数瞬态. 设在 N^+-P 结中, P 型区的杂质浓度为 N_A , 当 $N_{TT} \ll N_A$ 时, 由泊松方程的积分形式可以得到束缚载流子的热发射过程与电容瞬态 $\Delta C(t)$ 的关系为

$$\int_{X_{Ti}}^{X_{TR}} x P_T(x, t) dx = -\epsilon_s^2 N_A(X_R) \Delta C_i(t) / C^3(V_R) \quad (2)$$

式中, $C(V_R)$ 是反向偏压为 V_R 时的结电容, $N_A(X_R)$ 为空间电荷区边界处 (X_R) 的浅杂质浓度, ϵ_s 是硅的介电常数, X_{TR} 为稳态反向偏置 V_R 时深能级 E_T 和费米能级 E_F 之交界点. X_{Ti} 是脉冲期间 (即偏压为 V_i 时) 深能级未被空穴填充的宽度, 其端点一般不落在 E_T 和 E_F 的交界点处. 因为在空间电荷区边界层中, 价带中的空穴浓度是按高斯分布函数分布的, 深中心对空穴的俘获率随着离边界的距离的增大而迅速减小. 当温度较低的时候, 在脉冲期间, 只有离边界较近的那些深中心能达到空穴的饱和填充, 而在费米能级与深能级交界点附近的深中心, 离边界较远, 很难达到饱和填充 (详见附录). (2) 式中其它符号的意义见图 1 和图 2. 如图 1 和图 2 所示, 改变脉冲高度, 也就改变了深能级为空穴填充的区域. 若偏压由 V_i 变为 V_{i+1} , 则 (2) 式左边的积分下限 X_{Ti} 变为 X_{Ti+1} . 如果 V_{i+1} 很接近于 V_i , 则处于 X_{Ti} 与 X_{Ti+1} 之间的束缚空穴的热发射对电容瞬态的贡献 $\delta \Delta C_i(t)$ 可由 (2) 式导出, 即

$$\begin{aligned} \delta \Delta C_i(t) \cong & \left[\frac{N_{TT}(X_{Ti})}{2N_A(X_R)} \right] C^3(V_R) \left[\frac{1}{C^2(V_{i+1})} - \frac{1}{C^2(V_i)} \right. \\ & \left. - \frac{2L_i}{\epsilon_s} \left(\frac{1}{C(V_{i+1})} - \frac{1}{C(V_i)} \right) \right] \exp[-c_p(X_{Ti})t] \end{aligned} \quad (3)$$

其中, $\delta \Delta C_i(t) = \Delta C_{i+1}(t) - \Delta C_i(t)$, 它是一个很接近于单一指数的瞬态, 测得这一瞬态的时间常数, 就可以得到电场为 $\epsilon(X_{Ti})$ 处的空穴热发射率 $c_p(X_{Ti})$. 准确测定 X_{Ti} 的位置是测量热发射率与电场真实关系的关键. 由图 2(b) 可见

$$X_{Ti} = X_i - L_i \quad (4)$$

其中, X_i 是脉冲期间的空间电荷区宽度, 它可经高频 $C-V$ 测量并利用 $X_i = A\epsilon_s/C(V_i)$ 的关系得到. L_i 是在宽度为 t_i 的脉冲期间, 深能级为空穴饱和填充的那一部分边界层的厚度. 在这一层上的电压降是

$$|\Phi_r| = \int_{X_i-L_i}^{X_i} (x - X_i + L_i) q N_A(x) / \epsilon_s dx$$

令 $y = x - X_i + L_i$, 则此积分变为

$$|\Phi_r| = \int_0^{L_i} \frac{q N_A(y)}{\epsilon_s} y dy \quad (5)$$

式中, y 坐标的原点取在 X_{Ti} 上, 方向指向体内.

我们考虑了在脉冲期间空间电荷区边界附近深能级俘获和发射载流子的过程, 推演出 $|\Phi_r|$ 与脉冲宽度 t_i , 低电场空穴发射率 c_{p1} 的关系 (见附录) 为

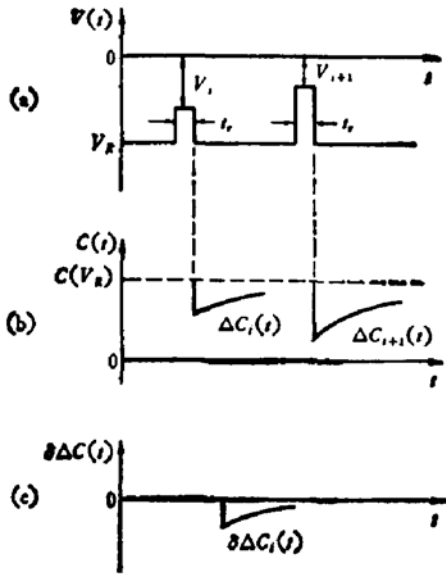


图 1 加在 N⁺-P 结上的偏压波形及相应的电容瞬态

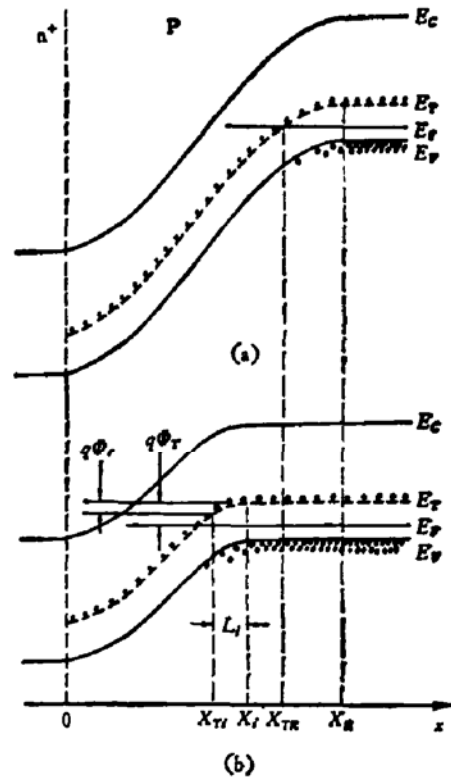


图 2

(a) 稳态偏置下的 N⁺-P 结
(b) 脉冲期间 N⁺-P 结的能带图

$$|\Phi_r| = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{g_D t_r c_{pl}}{1 - t_r c_{pl}} \right] + |\Phi_T| \quad (6)$$

其中, g_D 是深能级的简并因子, q 是电子电荷的绝对值, k 是玻尔兹曼常数, $|\Phi_T| = |E_T - E_F|/q$. 这样, 由 (6)、(5) 和 (4) 式就可以确定 X_{Ti} , 从而得到热发射率与电场的真实关系.

三、实验概况

实验样品是掺金 N⁺-P 结二极管. 样品制备的主要过程是, 在做好 N⁺-P 结的硅单晶片背面蒸金, 然后在 870℃ 的氮气气氛中扩金 36 小时. 用 Modle 410 C-V PLOTTER 测得硼杂质浓度 N_A 的空间分布如图 3. 用电容瞬态技术测得金与硼的浓度比为 $N_{TT}/N_A = 0.07$. 在反向偏压分别为 -10 伏和 -30 伏, 温度在 122K 时, 结电场的分布见图 4. 为了了解结电场分布随温度变化的情况, 我们在 110K 和 170K 两个温度上, 对偏压为 0 伏、-10 伏和 -30 伏三种情况的结电容作了测量, 并计算其相应的空间电荷区宽度. 测量结果表明, 对于 -10 伏和 -30 伏, 两温度下的空间电荷区宽度差均小于 $0.02\mu\text{m}$; 对于 0 伏, 这个宽度差小于 $0.04\mu\text{m}$. 这样的变化跟整个空间电荷区宽度 (-10 伏时, $1.89\mu\text{m}$; -30 伏时, $3.06\mu\text{m}$) 与 $L_i \cong 0.23\mu\text{m}$ 相比, 可以忽略不计. 因此, 在我们的实验中, 可不考虑温度变化对结电场分布的影响.

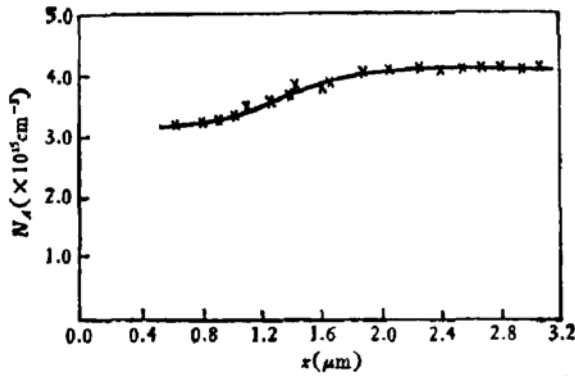


图3 浅杂质浓度的空间分布

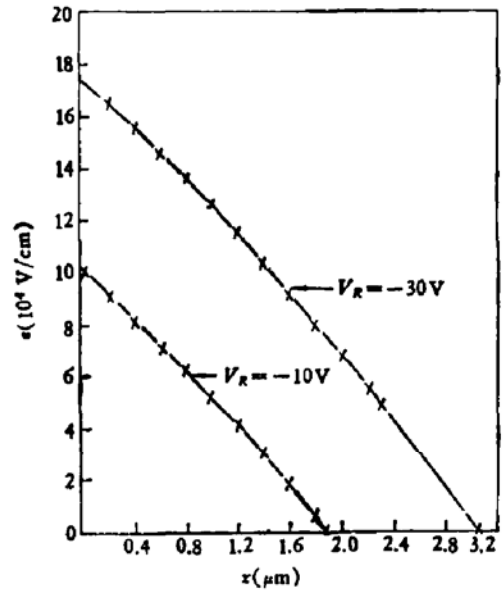


图4 空间电荷区中的电场分布

实验方法是,在较低温度下,用 X-Y 记录仪记录 $\Delta C(t)$ 瞬态;在较高温度下,用 Modle 162 和 164BOXCAR 平均积分器读出电容瞬态. 实验样品的温度由改装的精密恒温控制器控制,温度起伏可控制在 $\pm 0.1\text{K}$ 以内.

四、实验结果讨论

(1) 结电场对金施主能级空穴热发射率的增强作用

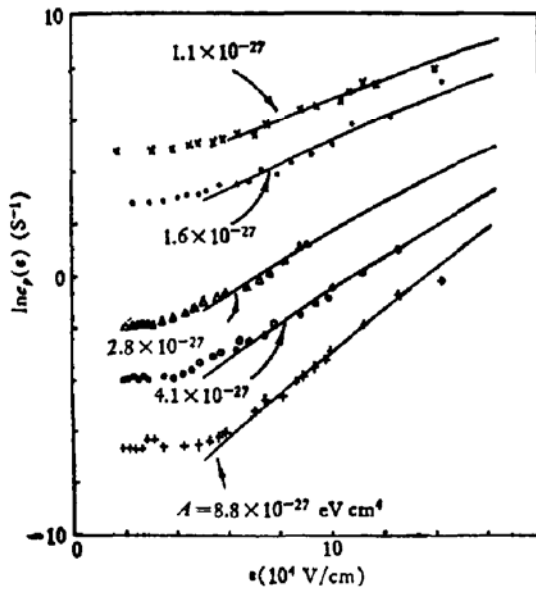


图5 $\ln e_p$ 与 e 的关系曲线

— 理论曲线
 × 162.3K ● 152.2K
 ▲ 131.9K ○ 123.9K
 + 115.2K

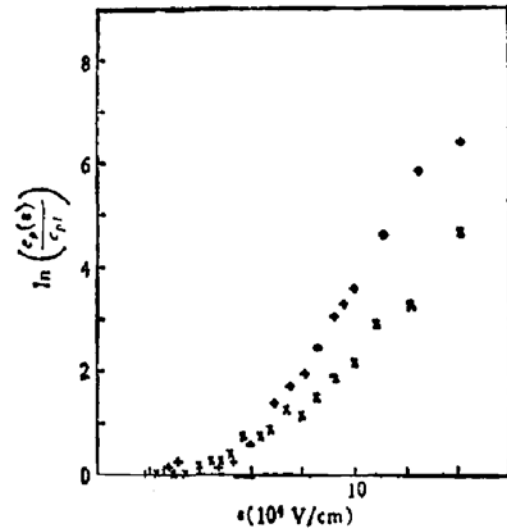


图6 $\ln(e_p/e_{p1})$ 与 e 的关系曲线

+ 115.2K
 × 152.2K

实验结果如图 5 和图 6 所示. 在电场强度为 $(2\sim 4)\times 10^4\text{V/cm}$ 的范围内, 热发射率随电场变化很慢. 最低电场的热发射率 c_{PI} 与温度的关系为

$$c_{PI} = (7.5 \pm 1.5) \times 10^{13} \left(\frac{T}{300}\right)^2 \exp[-(0.364 \pm 0.014)eV/kT] \quad (7)$$

当电场强度约大于 $4 \times 10^4\text{V/cm}$ 时, 热发射率随电场的增强而显著地增大, 而且随着温度的降低, 这种电场增强热发射率的效应变得更为显著. 如, 当电场从 $4 \times 10^4\text{V/cm}$ 变化到 $14 \times 10^4\text{V/cm}$ 时, 温度为 162.3K 时, 热发射率只增大 22 倍, 而 115.2K 时, 热发射率增大 600 倍. 这种现象可以用 Poole-Frenkel 效应^[11]作定性解释. 在某一电场中, 杂质势垒被电场降低 ΔE , 使发射率增加为

$$c_P = c_P(0) \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (8)$$

其中 $c_P(0)$ 是未受电场影响的热发射率. 这正说明温度越低, 电场对热发射率的增强作用越强.

Lax 在解释电中性杂质中心电子或空穴俘获截面的大小及其温度关系时, 应用极化势垒的形式是

$$V(r) = -A/r^6 \quad (9)$$

其中, $A = q^2\alpha/2\epsilon^2$, α 是中性原子的极化率. 金施主中心发射空穴时, 空穴在离开中心的过程中受到极化势垒的作用. 我们可以把 Lax 的这一模型引用到这里来, 则在电场 ϵ 中, 这样一个势垒被降低

$$\Delta E = 1.649 A^{0.2} (q\epsilon)^{0.8} \quad (10)$$

在电场强度约为 $(5\sim 15)\times 10^4\text{V/cm}$ 的范围内, 我们的实验结果与这一模型符合得很好, 并且可以用实验数据算出 A 的数值为 10^{-27}eVcm^4 量级. 这个数值比 Lax 用理论估计的^[12]大四个数量级, 比 Sah 等人在解释硅中金受主中心电子发射率的电场增强效应时所用的 A ^[10]大两个数量级, 而且这里的 A 还呈现出随温度的升高而降低的趋势 (见图 5 和表 1). 两个实验估算的 A 值的巨大差别, 不可能归因于是否作了空间电荷区边界层修正, 因为 Sah 等人所用的方法是光伏打效应, 其样品是 P-I-N 结构, 不需要这种修正. 这种巨大的差别是测量对象本身造成的, 即在硅中和金有关的受主发射电子与和金有关的施主发射空穴的物理状态有巨大的差别.

(2) 空间电荷区边界层对测量结果的影响

在实验中, 在温度低于 145K 时, 取脉冲宽度 t_r 为 1 毫秒, 在温度高于这个数值时, 取 t_r 为 10 微秒, 由实际测量的低电场热发射率 c_{PI} 和浅杂质浓度分布 $N_A(x)$, 根据 (5) 和 (6) 式计算出与各个温度相应的 L_i 约为 0.23 微米, 与此宽度相应的电场强度变化约为 $1.4 \times 10^4\text{V/cm}$. 如果不考虑空间电荷区边界层的影响, 将使热发射率对应的电场偏低约

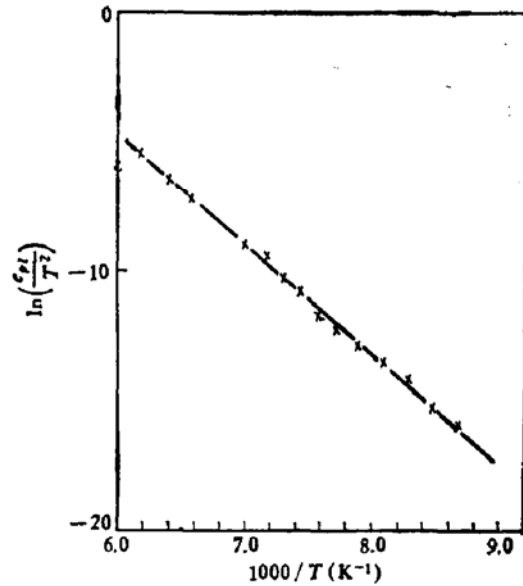


图 7 $\ln\left(\frac{c_{PI}}{T^2}\right)$ 与 $\frac{1000}{T}$ 关系曲线
× 实验数据 — 回归曲线

表 1 作与不作边界层修正的金施主中心参数对比

参数 是否修正 T(K)	$A(10^{-27}eVcm^4)$		$e_p(0)$ (秒 ⁻¹)		$e_p(\epsilon)/e_p(0), \epsilon = 10^5V/cm$	
	是	否	是	否	是	否
115.2	8.80	6.60	2.28×10^{-4}	14.6×10^{-6}	2.59×10^4	1.46×10^4
123.9	4.07	3.09	1.81×10^{-4}	7.77×10^{-4}	3.30×10^3	2.12×10^3
131.9	2.82	2.17	4.62×10^{-3}	16.2×10^{-3}	1.17×10^3	0.82×10^3
152.2	1.64	1.24	0.73	1.96	2.43×10^2	1.80×10^2
162.3	1.13	0.86	7.50	17.7	1.20×10^2	0.93×10^2

$1.4 \times 10^4 V/cm$, 从而造成许多参数测量的偏差(见表 1)。从表中可见, 表征极化势垒的重要参数 A 偏低 24%, 零电场的发射率 $e_p(0)$ 偏高 3 至 6 倍, 当电场为 $10^5 V/cm$ 时, 反映电场增强发射率效应强弱的 $e_p(\epsilon)/e_p(0)$ 偏低 25% 到 44%。可见考虑边界层的影响是重要的, 这对于更深的能级尤为重要。

应指出, 用这种方法测得的发射率是在 X_{Ti} 到 X_{Ti+1} 这一小范围内的平均值。在电场 $\epsilon \leq 10^5 V/cm$ 时, $X_{Ti+1} - X_{Ti} \leq 0.1 \mu m$, 由此引起的电场误差 $\Delta\epsilon \leq 0.3 \times 10^4 V/cm$ 。显然, 要得到更准确的发射率-电场关系, 似乎应使 $X_{Ti+1} - X_{Ti}$ 尽量小。然而, 这也受到测量设备的限制, $X_{Ti+1} - X_{Ti}$ 不可能取得很小。

在工作中, 从课题的确定直至文章定稿始终得到秦国刚同志的指导和帮助。在具体测量技术上, 得到杜永昌、晏懋洵等同志的帮助。北京市半导体器件五厂一车间以及邢妙香、常锦莲、程秋立等同志为我们做了样品。在此, 向他们表示衷心的感谢。

附 录

关于 $|\Phi_i|$ 的推导

在脉冲期间的空间电荷区边界层中, 由于价带的空穴按高斯分布函数分布, 不同地方深中心的空穴俘获率大小不同。这就使深能级俘获过程达到稳定的时间也不相同。当温度较低时, 通常的脉冲宽度 t , 往往不能使处于深能级与费米能级交点处的深中心达到稳定, 能达到稳定的只是离边界较近的。下面我们来推算降在 L_i 上的电势差 $|\Phi_i|$ 。

深能级达到饱和填充的条件是, 在单位时间内, 俘获空穴数加发射到导带的电子数等于从导带俘获的电子数加发射到价带的空穴数, 即

$$C_n n P_i + e_p P_i = C_p P n_i + e_n n_i \quad (1)$$

其中, C_n 和 C_p 分别为深能级对电子和空穴的俘获系数, P_i 和 n_i 分别为深能级上空穴和电子的浓度, n 和 P 分别为导带中电子浓度和价带中的空穴浓度。对于 P 型半导体, $n = 0$, (1) 式可简化为

$$e_p P_i = C_p P n_i + e_n n_i \quad (2)$$

在深能级与费米能级的交点处, P_i 和 n_i 分别为

$$\begin{cases} n_i = N_{TT}/(1 + g_D) \\ P_i = N_{TT} g_D / (1 + g_D) \end{cases} \quad (3)$$

由 (2) 和 (3) 式可得到低电场的空穴热发射率为

$$e_{p_i} = (C_p P_0 / g_D) \exp(-q|\Phi_T|/kT) + e_n / g_D \quad (4)$$

对于处在禁带下半部的深能级,一般有 $c_p \gg c_n$, 于是(4)式可简化为

$$c_{pi} = (C_p P_0 / g_D) \exp(-q|\Phi_T|/kT) \quad (5)$$

在这一交点上,深能级的占据状态到达稳定所需的时间为

$$\tau = (c_{pi} + C_p P)^{-1} = [g_D / (1 + g_D) C_p P_0] \exp(q|\Phi_T|/kT) \quad (6)$$

如果取空穴俘获截面 $\sigma_p \sim 10^{-15} \text{cm}^2$, 空穴的热运动速度 $\langle V_p \rangle \sim 10^7 \text{cm/s}$, 体内的空穴浓度 $P_0 \sim 10^{15} / \text{cm}^3$, 则可估计出这个时间常数的数量级。如温度为 77K 时, $\tau \sim 10^{12}$ 秒; 115K 时, $\tau \sim 10^6$ 秒。显然, 当温度比较低时, 一般的脉冲宽度很难使这个地方的深能级的占据状态达到稳定。

在宽度为 t 的脉冲期间, 能够达到稳定的深能级是那些离边界较近的, 它的俘获过程的时间常数 τ , 小于或等于脉冲宽度, 于是有

$$\tau_i^{-1} = \tau_r^{-1} = c_{pi} + C_p P_0 \exp(-q|\Phi_r|/kT) \quad (7)$$

由(5)和(7)式得到

$$|\Phi_r| = (kT/q) \ln [g_D t c_{pi} / (1 - t c_{pi})] + |\Phi_T| \quad (8)$$

这就是降在 L_i 上的电位差。

参 考 文 献

- [1] J. L. Hartke, *J. Appl. Phys.*, **39**, 4871 (1968).
- [2] G. Vincent, A. Chantre and D. Bois, *J. Appl. Phys.*, **50**, 5484 (1979).
- [3] C. T. Sah and H. S. Fu, *Phys. Stat. Sol.*, (a)**14**, 59 (1972).
- [4] G. L. Miller, D. V. Lang and L. C. Kimmerling, *Ann. Rev. Mater. Sci.*, **7**, 377 (1977).
- [5] D. V. Lang, *J. Appl. Phys.*, **45**, 3014, 3023 (1974).
- [6] L. D. Yau and C. T. Sah, *Phys. Stat. Sol.*, (a)**14**, 655 (1972).
- [7] J. M. Herman III and C. T. Sah, *Phys. Stat. Sol.*, (a)**14**, 405 (1972).
- [8] L. D. Yau and C. T. Sah, *Phys. Stat. Sol.*, (a)**6**, 56 (1971).
- [9] L. L. Rosier and C. T. Sah, *Solid-State Electron.*, **14**, 41 (1971).
- [10] A. F. Tasch, Jr. and C. T. Sah, *Phys. Rev.*, **B1**, 800 (1970).
- [11] J. Frenkel, *Phys. Rev.*, **54**, 647 (1938).
- [12] M. Lax, *Phys. Rev.*, **119**, 1502 (1960).

Electric Field Effect on the Thermal Emission Rate of Holes Trapped at Gold Donor Center in Si P-N Junction

Chen Kaimao and Mao Jinchang

(Department of Physics, Peking University)

Abstract

In the temperature range from 115.2 K to 162.3 K, the electric field effect on the thermal emission rate of holes trapped at gold donor center in silicon P-N junction has been studied using the capacitance transient technique. The results obtained show that the electric field in the junction has great influence on the thermal emission rate. This influence depends strongly on the temperature. This can be explained by the lowering of the polarization potential barrier caused by the strong electric field in the junction. The form of polarization barrier is $V(r) = -Ar^{-4}$. In the above mentioned temperature range A is from 8.8×10^{-27} to 1.1×10^{-27} eV·cm⁴. As for the measuring methods, the effect of boundary layer of space charge region on the measured results of the field dependence on thermal emission rate has been considered for the first time and a revised method was suggested.