

Si/SiO₂ 界面态研究中辅以脉冲和 恒定红外光照的脉冲 $Q(V)$ 法

郑 心 畲 李 志 坚

(清华大学微电子学研究所)

1984年1月9日收到

本文提出了一种新的 Si/SiO₂ 界面态研究方法——辅以脉冲和/或恒定红外光照的脉冲 $Q(V)$ 法。该方法的主要特点是：测量精度高，能自动补偿样品漏电，对长寿命或低温下的样品也能保证可靠的载流子平衡。提出了适用于热平衡及光热平衡样品的理论模型及相应的数据处理方法，从而保证了使用一个 N 或 P 型样品测出几乎全禁带区间内较为可靠的界面态分布。

一、引 言

Si/SiO₂ 界面态在禁带中能量分布 $N_{it}(E)$ 的测定对弄清界面态的起源有重要的意义^[1-4]，但这要求有精确的测试方法和合理的数据分析。现有的一些常用方法中，DLTS 法^[4-7]有较高的灵敏度，测试结果不依赖于衬底掺杂，但对于连续分布态的测定在原理上还有一些困难^[7]；电导法^[8]是测定界面态俘获截面的主要方法，但它只能给出一小部分禁带中的 $N_{it}(E)$ 分布，即使把两种型号样品的结果拼接起来，也难以给出离带边 0.2eV 范围内的 $N_{it}(E)$ 分布；高频 $C(V)$ 法^[9,10]的可测能量范围与电导法是相似的；准静态 $C(V)$ 法^[11]的测试精度只有 1%^[12]，因此其最大可测能量范围只有禁带中部的 0.6eV 左右，在样品寿命较长时，实际上很难保证样品的准静态条件；静态 $Q(V)$ 法^[13]是迄今可测界面态能量范围最大的方法 (0.9eV)，但它要求样品漏电不大于 10^{-13} A，这样苛刻的要求既不利于提高测试栅压，又不便于将方法付诸实用。当前，实用 MOS 结构的 SiO₂ 厚度已下降到 200Å 左右，硅材料的寿命也长达几百 μs，这就进一步限制了上述某些方法的应用。

本文提出的辅以脉冲和红外光照的脉冲 $Q(V)$ 法基本上克服了上述缺点。它可以在 P 型或 N 型的单个样品中测得 1eV 范围内的 $N_{it}(E)$ 分布。这一能量范围超过了所有其它的测量方法。该方法的特点是较高的测试精度及严格的静态测试，后者是由可靠的载流子平衡保证的。它对样品漏电、少子寿命及测试系统的串联电阻、分布电容都没有严格的要求，因而具有较强的适用性。

二、测 量 原 理

1. 脉冲 $Q(V)$ 法原理

图 1(a) 及 (b) 是脉冲 $Q(V)$ 法的电原理图及波形图. 样品的直流栅压上迭加了半周期为 T_c , 幅度为 ΔV_g 的栅脉冲方波. T_c 及 ΔV_g 的范围分别为 10—200ms 及 20mV—2V. 在不同栅压下取不同的 ΔV_g 值以保证相应的表面势变化为 $0.5-1kT$.

流过样品的位移电流经 I/V 变换器和积分器积分后, 输出为

$$V_i(t) = V_F + K_I \int_0^t I(\eta) d\eta = V_F + K_I \Delta Q(t) = V_F + K_I [\Delta Q_{sc}(t) + \Delta Q_{if}(t)]. \quad (1)$$

其中 V_F 为悬浮电平, $K_I = R_{IV}/(R_I C_I)$ 为积分仪常数, $\Delta Q(t)$ 为脉冲作用下流过样品的电荷量, 而 $\Delta Q_{sc}(t)$ 及 $\Delta Q_{if}(t)$ 分别为 $\Delta Q(t)$ 中的空间电荷区及界面态电荷变化量.

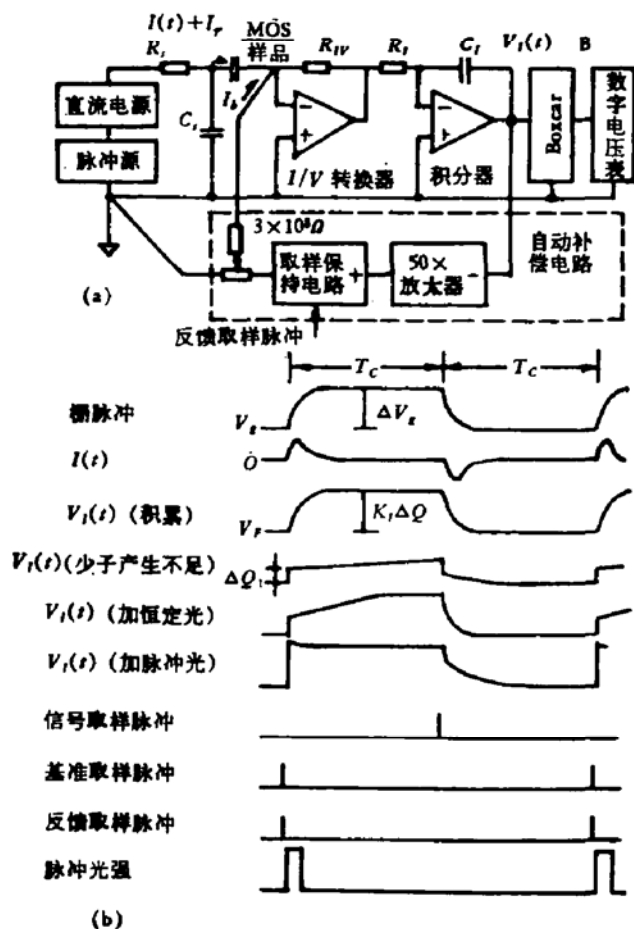


图 1 脉冲 $Q(V)$ 法的 (a) 电原理图 (b) 波形图

利用 Boxcar 取样平均器 162/165 的信号及基准通道, 分别在脉冲两个半周期近结束处对 $V_i(t)$ 的两个稳态值取样、求差、平均处理, 便得输出

$$B = S_0 |V_i(T_c) - V_i(0)| = S_0 K_I \Delta Q. \quad (2)$$

其中 $\Delta Q = \Delta Q(T_c)$, S_0 是 Boxcar 的电压增益.

利用数字电压表测取 V_g 、 ΔV_g 及 ΔQ (即 B) 值后, 便可求出栅压 V_g 下的表面势 U_s :

$$U_s(V_g) = U_{s0} + \sum_{V_{g0}}^{V_g} \Delta U_s(V_g, \Delta V_g) = U_{s0} + \sum_{V_{g0}}^{V_g} \frac{q}{kT} (\Delta V_g - \Delta Q/C_{ox}). \quad (3)$$

其中 $U_{so} = U_s(V_{g0})$ 为待定常数, C_{ox} 为 SiO₂ 电容. U_{so} 及 C_{ox} 的确定方法将在下面讨论. 文中所有能带参数均为以 kT 为单位的无量纲值. 为了保证表面势的精度, V_g 值的选择应使相邻 V_g 之差等于相应的 ΔV_g . 衔接误差则用内插法消去.

下文将给出空间电荷区电荷量 $Q_{sc}(U_s)$ 的计算公式. 这样, 在 U_{so} 和 C_{ox} 确定后, 便可求出相应于 $\Delta U_s(V_g, \Delta V_g)$ 的 $\Delta Q_{ij}(U_s)$:

$$\Delta Q_{ij}(U_s) = \Delta Q(U_s) - \Delta Q_{sc}(U_s) = \Delta Q(U_s) - [Q_{sc}(U_s + \Delta U_s) - Q_{sc}(U_s)]. \quad (4)$$

为了讨论方便, 分别定义相对于表面势 U_s 的栅电荷、空间电荷区电荷和界面态电荷的态密度 $N(U_s)$ 、 $N_{sc}(U_s)$ 及 $N_{if}(U_s)$:

$$N(U_s) = \frac{1}{qA kT} \left| \frac{\Delta Q(U_s)}{\Delta U_s} \right|, \quad (5a)$$

$$N_{sc}(U_s) = \frac{1}{qA kT} \left| \frac{\Delta Q_{sc}(U_s)}{\Delta U_s} \right|, \quad (5b)$$

$$N_{if}(U_s) = \frac{1}{qA kT} \left| \frac{\Delta Q_{if}(U_s)}{\Delta U_s} \right|. \quad (5c)$$

其中 A 为样品面积. 应当指出, 在恒定光照下, (5c) 式所定义的 $N_{if}(U_s)$ 与界面态在禁带中的实际分布 $N_{if}(E)$ 是有所不同的. 其转化方法将在下面讨论.

2. 样品漏电的自动补偿

实际测量系统中, 不可避免地存在样品漏电、 I/V 转换器和电荷积分器的失调电流、失调电压. 这些失调因素可以等效成 I/V 转换器输入端的非交变总漏电 $I_r(t)$. 即使 $I_r < 10^{-15} A$, 积分仪输出也会有相当可观的漂移. 这是电荷法难以广泛应用的症结所在. 本文提出的移相反馈电路能在 $I_r \sim 10^{-10} A$ 的条件下完全消除积分仪输出的漂移, 使电荷测试达到万分之三的精度.

由图 1(a) 可见, 补偿电流 I_b 每 $2T_c$ 周期改变一次. 在 $0 < t < 2T_c$ 周期内的 I_b 由上一周期末积分仪悬浮电平 $V_F(0)$ 经放大、取样、保持后产生:

$$I_b = -K_F V_F(0) = -\frac{\alpha}{2T_c K_I} V_F(0), \quad 0 < t < 2T_c \quad (6)$$

其中 K_F 为反馈 V/I 转换系数, $\alpha = 2T_c K_I K_F$ 为闭环增益. 引入 I_b 后, $2T_c$ 周期内积分仪输出漂移为

$$\begin{aligned} \Delta V_F &= V_F(2T_c) - V_F(0) = K_I \int_0^{2T_c} [I_r(t) - I_b] dt \\ &= K_I \int_0^{2T_c} I_r(t) dt + \alpha V_F(0). \end{aligned} \quad (7)$$

由反馈理论或(7)式可知, $\alpha > 1$ 将导致 V_F 振荡, $\alpha \lesssim 1$ 时, $\int_0^{2T_c} I_r(t) dt$ 的随机变化经过 2、3 个周期后就会被补偿回来, $\alpha = 1$ 为最佳补偿, 但为防止振荡, 取 α 略小于 1.

考虑 $\alpha = 1$ 的情况, 由(7)式可知, 由 ΔV_F 引起的 V_F 值测试误差 δV_F 可写成:

$$\begin{aligned} \delta V_F &\cong V_F[2(m+1)T_c] - V_F(2mT_c) \\ &= K_I \int_{2mT_c}^{2(m+1)T_c} [I_r(t) - I_r(t - 2T_c)] dt. \end{aligned} \quad (8)$$

因为 $I_s(t)$ 是一个缓慢变化的随机量, 故 δV_I 必然是一个高阶小的随机量, 且其长时间平均值趋于 0. 只要适当选择 Boxcar 参数, 便可将 δV_I 作为噪声消去. 这一优点是

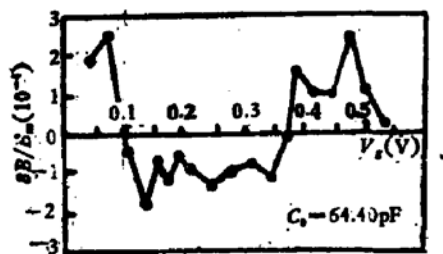


图 2 电荷积分仪的相对测量误差
脉冲 $Q(V)$ 法有更高的测试精度.

是与脉冲工作方式分不开的.

在不同 ΔV_g 值对校准电容 C_0 进行电荷测试时, Boxcar 输出非线性相对误差 $\delta B/B_m$ 不超过万分之三 (图 2). 其中 $\delta B = B - S_0 K_I C_0 \Delta V_g$, B_m 为最大 ΔV_g 值下的 B 值. Ziegler 的静态 $Q(V)$ 法^[13]在使用 300 pF 校准电容时, 测试精度为万分之五, 加上它不能补偿样品漏电流及静电计失调电流, 因此相比之下

三、方法的理论模型

1. 反型样品中的载流子平衡

脉冲 $Q(V)$ 法要求 $\Delta Q(t)$ 在 T_c 内到达稳态. 在反型条件下, 对寿命较长的样品或低温下的测试, 只靠少数热产生复合及扩散是不够的. 例如, $T_c = 200 \text{ ms}$ 时, 只有寿命不超过 $0.1 \mu\text{s}$ 的样品才能无光照下实现 T_c 内的热平衡. 为了在更普遍的情况下用一个 P 型或 N 型的样品测定全禁带中的 $N_{if}(E)$ 分布, 本方法采取了两个措施. 一是用脉冲红外光注入少数, 这适用于寿命为数 μs 的样品, 红外脉冲光 (图 1(b)) 由红外光源 HG-52 ($\lambda = 0.93 \mu\text{m}$) 供给. 光脉冲位于需要产生少子的半周期前部 5—20% T_c 内. 脉冲光强可在 $0-10 \text{ mW/cm}^2$ 内调节. 调节的原则是略微过量, 使光照下的 $\Delta Q(t)$ 略微超过热平衡值, 脉冲光停止后再弛豫到热平衡值. 显然, 脉冲光照下样品的稳态仍是热平衡态, 因此数据处理与无光照情形完全相同.

对于寿命更长或测试温度较低的样品, 不仅少数热产生不足会妨碍样品在 T_c 内进入稳态, 而且平衡少数浓度过低也妨碍着另外半周期中过剩少数从空间电荷区及时流出或复合. 此时, 除采用脉冲红外光外, 还采用恒定红外光在硅体内均匀注入少数来建立稳定的准平衡过剩载流子, 以保证两个稳态的实现. 恒定光源为距样品 8 cm

的一只 0.3W 小电珠. 光经过一片 0.35mm 厚的硅窗及样品的多晶硅栅后, 只剩下强度为每平方厘米 μW 量级的有效带间激发光及不参与少数注入的红外背景. 前者的衰减长度为毫米量级, 因此能在表面以下相当深的范围中均匀地注入少数.

连同红外背景, 入射光光子流密度不会超过 $10^{15}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$, 取界面态电子的光俘获截面为 10^{-19} cm^2 ^[14], 其光激发弛豫时间长达 3 小时. 因此, 忽略恒定红外光照对界面态的光激发效应是完全合理的.

计算表明, 恒定光照下电子与空穴的准费米势 $U_N = E_{FN} - E_F$ 及 $U_P = E_F - E_{FP}$

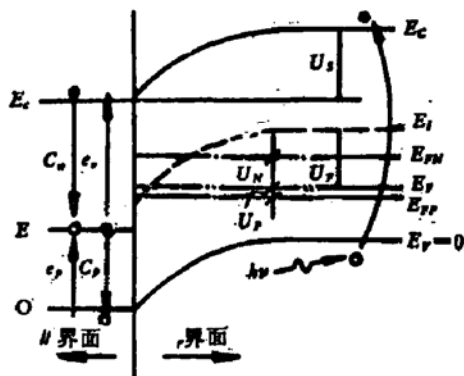


图 3 恒定红外光照下的硅体内能带

(见图 3)是平直的,即 U_N 、 U_P 与空间及表面势无关,只由光强决定。 U_N 及 U_P 的计算公式可由进一步的推导求得。在 P 型样品中

$$U_N = \ln \left[\frac{J}{qn_0} \sqrt{\frac{\tau}{D_n}} \frac{\Delta Q}{\Delta Q + \Delta Q_1} \right], \quad (9)$$

$$U_P = \ln [1 + n_0(e^{U_N} - 1)/p_0] \cong 0. \quad (10)$$

其中 τ 、 D_n 、 n_0 及 p_0 为样品寿命, 少子扩散系数及平衡载流子浓度。 J 为光电流密度, ΔQ_1 为样品深耗尽时的电荷变化量(见图 1(b))。 U_N 的值一般为 4~8 (kT)。

$\Delta Q(t)$ 波形用示波器监视。由波形的饱和及幅度可以判断样品是否进入了稳态。进一步的验证可少许移动 Boxcar 取样位置来完成。能直观地判别样品是否严格平衡也是本方法的一个优点。

2. $U_N \geq 0$ 的一般情况下的 $Q_{sc}(U_s)$ 关系

为获得可靠的 $N_{if}(E)$ 分布需有精确的 $Q_{sc}(U_s)$ 关系; 而为了适应采用恒定光照的样品的需要, 所建立的 $Q_{sc}(U_s)$ 关系应能适用于 $U_N > 0$ 及 $U_N = 0$ 两种情况。前一点要求引入费米-狄喇克统计, 后一点则要求引入准费米能级 E_{FN} 和 E_{FP} 。文献[15]及[16]分别讨论了 $Q_{sc}(U_s)$ 关系的费米修正和光照玻耳兹曼修正。本文将两者结合起来并将费米积分展开成级数以便计算机运算, 在计算过程中级数取前十项, 这足以保证在全禁带中 $Q_{sc}(U_s)$ 关系有足够的精度。

$$Q_{sc}(U_s) = -\text{SIGN}(U_s)A \sqrt{2\epsilon_0\epsilon_s kTF(U_s)}. \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} F(U_s) = & n_0(e^{U_N+U_s} - U_s - e^{U_N}) + p_0(e^{-U_s+U_P} + U_s - e^{U_P}) \\ & + n_0 e^{U_N} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{(-1)^l}{(l+1)^{3/2}} \exp[-l(E_c - E_{FN})] \{ \exp[(l+1)U_s] - 1 \} \\ & + p_0 e^{U_P} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{(-1)^l}{(l+1)^{3/2}} \exp[-lE_{FP}] \{ \exp[-(l+1)U_s] - 1 \} \\ & + N_D \ln \{ [1 + g_D \exp(-E_c + E_{FN} + E_D + U_s)] / [1 + g_D \exp(-E_c \\ & + E_{FN} + E_D)] \} + N_A \ln \{ [1 + g_A^{-1} \exp(-E_{FP} + E_A - U_s)] / [1 \\ & + g_A^{-1} \exp(-E_{FP} + E_A)] \}. \end{aligned}$$

式中 g_D 、 g_A 、 E_D 、 E_A 分别为施主及受主的电子自旋简并及杂质能级距带边距离。 E_c 为禁带宽(取 $E_v = 0$)。

3. 费米能级分裂时界面态电子的能量分布

无光照下, 稳态样品的界面态与能带有统一的费米能级 E_F 。如果将界面态上电子的费米分布 f_n 看成 E_F 所指能级处由 1 变 0 的阶跃函数, 那么表面势 U_s 下测得的 $N_{if}(U_s)$ 就是能量 $E = E_F + U_s$ 处的界面态密度 $N_{if}(E)$ 。

但在恒定光照下, $E_{FN} \neq E_{FP}$, 界面态无法同时与导带、价带保持热平衡。由附录, 此时界面态的电子能量分布函数为

$$f_n(E, U_s) = \left\{ 1 + \frac{\exp(-U_p) + \alpha\beta \exp[-(E - E_F + U_s)]}{\exp(U_N) + \alpha\beta \exp[-(E - E_F + U_s)]} \exp(E - E_{FP} - U_s) \right\}^{-1}. \quad (12)$$

其中 $\alpha = \sigma_p/\sigma_n$, $\beta = p_0/n_0$, σ_p, σ_n 分别是能量为 E 的界面态能级的电子、空穴俘获截面。

图 4 给出了 $f_n(E, U_s)$ 的一组计算曲线及不同 U_s 下的界面态电子填充情况。

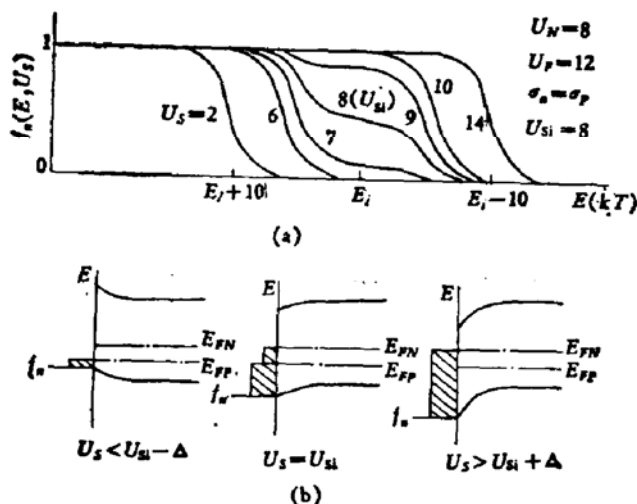


图 4 (a) $U_N = 8$ 时的 $f_n(E, U_s)$ - E 分布
(b) 不同表面势 U_s 下的界面态填充

对(12)式的分析表明,存在着特征表面势 $U_{si} = U_p + [U_p - U_N + \ln(\sigma_p/\sigma_n)]/2$ 。当 $|U_s - U_{si}| > 2-3$ 个 kT (记作 Δ) 时,(12)式可化为

$$f_n(E, U_s) \cong [1 + \exp(E - E_{FP} - U_s)]^{-1}, \quad U_s < U_{si} - \Delta \quad (13)$$

$$f_n(E, U_s) \cong [1 + \exp(E - E_{FN} - U_s)]^{-1}, \quad U_s > U_{si} + \Delta \quad (14)$$

这两种情况下, $N_{if}(U_s)$ 分别对应于 E_{FP} 及 E_{FN} 所交的能级 $E = U_s + E_{FP}$ 及 $E = U_s + E_{FN}$ 处的界面态密度。利用(13)式能将 $-E_{FP} < U_s < U_{si} - \Delta$ 范围内的 $N_{if}(U_s)$ 直接转换成 $0 < E < E_{FP} + U_{si} - \Delta$ 能量范围内的 $N_{if}(E)$ 。利用(14)式则能完成 $U_{si} + \Delta < U_s < E_c - E_{FN}$ 范围内的 $N_{if}(U_s)$ 向 $E_{FN} + U_{si} + \Delta < E < E_c$ 范围内的 $N_{if}(E)$ 的转变。二种情况所包括的 $N_{if}(U_s)$ 分布是除 U_{si} 附近 2Δ 范围外的整个 $N_{if}(U_s)$ 分布。但所得到的 $N_{if}(E)$ 分布中间还缺宽为 $U_N + U_p + 2\Delta$ 的一段。因此,这一段的 $N_{if}(E)$ 分布的界面态电荷变化必然要在 U_{si} 附近 2Δ 范围内的 $N_{if}(U_s)$ 分布中表现出来。为简便计,称禁带中部 $U_{si} + E_{FP} < E < U_{si} + E_{FN}$ 的能量范围为“平台区”,考察 U_s 由 $U_{si} - \Delta$ 变为 $U_{si} + \Delta$ 时“平台区”的状况。

在 $|U_s - U_{si}| < \Delta$ 时,(12)式可化为

$$f_n(E, U_s) \cong f_n(U_s) = \{1 + \exp[2(U_{si} - U_s)]\}^{-1}. \quad (15)$$

(15)式所对应的能量范围即禁带中部的“平台区”(如果 $\sigma_n = \sigma_p$, 则“平台区”正好位于禁带中央)。当 U_s 由 $U_{si} - \Delta$ 变为 $U_{si} + \Delta$ 时,“平台区”的电子能量分布由全部释空变为非 0 非 1 的“平台”结构,最后变为全部填满电子。与此同时,起决定作用的表面

费米能级也由 E_{FP} “跳变”为 E_{FN} (图 4(a))

一般言之, $N_{if}(U_i)$ 与 $N_{if}(E)$ 之间有关系

$$N_{if}(U_i) = \frac{d}{dU_i} \int_0^{E_c} N_{if}(E) f_n(E, U_i) dE. \quad (16)$$

对 $|U_i - U_{si}| < \Delta$ 的情况, (16) 式右边主要是对“平台区”能量范围内的 $N_{if}(E)$ 积分. 设“平台区” $N_{if}(E) = N_{ifo}$, 则 (16) 式可化为

$$N_{if}(U_i) \cong N_{ifo} \frac{d}{dU_i} \int_0^{E_c} f_n(E, U_i) dE. \quad |U_i - U_{si}| < \Delta \quad (17)$$

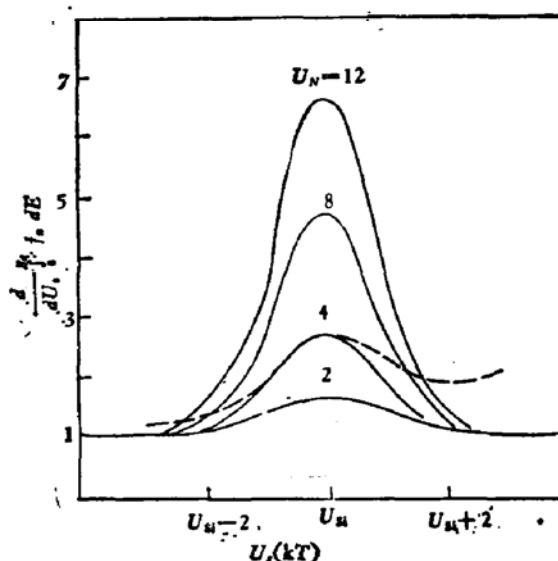


图 5 $\frac{d}{dU_i} \int_0^{E_c} f_n(E, U_i) dE \sim U_i$ 关系 (虚线为实验测得的 $N_{if}(U_i)$ 分布中心光照峰的归一化值)

由图 5 给出的 $\frac{d}{dU_i} \int_0^{E_c} f_n(E, U_i) dE \sim U_i$ 关系可以看出, 在恒定光照下, 即使 $N_{if}(E)$ 分布中央是平坦的, 在 $N_{if}(U_i)$ 分布中央 U_{si} 附近也会出现一个峰, 显然这个峰并不反映真实界面态分布的结构. 这个光照峰已在实验中得到证实 (图 5).

恒定光照措施使脉冲 $Q(V)$ 法能在常规方法无法工作的长寿命样品及低温条件等情况下测定界面态分布. 它的缺点是禁带中部 0.2—0.3 eV 范围内的 $N_{if}(E)$ 分布要用“还原”的方法由 $N_{if}(U_i)$ 分布中心的峰求出. 这一缺点的影响如何要看观测者的兴趣是在带边还是禁带中心而定.

四、数据处理方法及实验结果

1. 实验及数据处理方法

样品栅面积由 0.05—0.5 mm², 对采用恒定光照的样品要用硅栅 (如从背面照射仍可用铝栅), 其余情况硅、铝栅均可. 样品采用标准 MOS 工艺制成. 栅氧化层厚度为 800—

1000Å.

数据处理在 Apple-II 机上由专用程序完成. 输入测试数据及两个设定量的值之后, 即输出 $N_{if}(U_s)$ 的曲线及打印结果. 两个外部设定量可以是 U_{so} 及 C_{ox} , 可以是两个极端的 V_g 值所对应的表面势, 也可以是 N_{if} 分布两端的界面态密度设定值 N_{if}^V 及 N_{if}^C . 在最后一种设定模式下, 选择 N_{if}^V 及 N_{if}^C 的原则是使所得到的 N_{if} 分布边缘的 $2kT$ 内 N_{if} 变化不出现突然的变化, 作者认为, 这种设定方法比取带边 $N_{if} = 0$ 要合理和可靠.

分析表明, C_{ox} 及 U_{so} 有偏差 δC_{ox} 及 δU_{so} 时, 带边 N_{if} 值的系统误差为

$$\delta N_{if}/N_{ic} \cong \delta U_{so}/2 + (C_{ic}/C_{ox})(\delta C_{ox}/C_{ox}). \quad (18)$$

其中 C_{ic} 为空间电容区低频电容.

在带边 $N_{ic} \cong (2-5) \times 10^{13}/\text{cm}^2 \cdot \text{eV}$. 若 SiO_2 厚 1000Å, 则 $C_{ic}/C_{ox} \cong 100-250$. 在低态密度样品中, 因估计 N_{if}^V 及 N_{if}^C 所引入的 δN_{if} 可设为不大于 $(2-5) \times 10^{11}/\text{cm}^2 \cdot \text{eV}$. 由(18)式, 此时采用自洽法求出 C_{ox} 及 U_{so} 的偏差 $\delta C_{ox}/C_{ox}$ 及 $\delta U_{so}/U_{so}$ 为 10^{-4} 及 10^{-2} . 这种 C_{ox} 测试精度是其它常规方法难以达到的.

由(18)式还可看出, 带边的 δN_{if} 大体上正比于 N_{ic}^2 . 而 N_{ic}^2 在带边是按每离开 $1kT$ 下降 e 倍的速率变化的. 因此, 将测试结果边缘 $2kT$ 除去后所得的 N_{if} 分布的 δN_{if} 就降到 $1/e^2$ 之下. 本文就是用这种方法来获得 0.9—1.0eV 能量范围内的 N_{if} 分布的.

2. 实验结果

图 6 是一个经过形成气 ($20\% \text{H}_2 + \text{N}_2$) 450°C 30 分钟退火的 P 型衬底样品的 $N_{if}(E)$ -E 分布. 带边 $N_{if}(E)$ 的上升似有饱和的趋势.

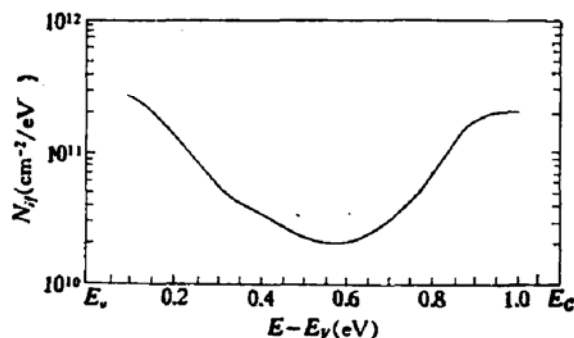
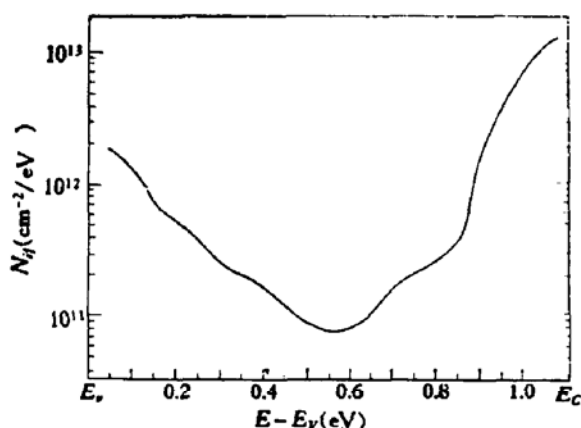
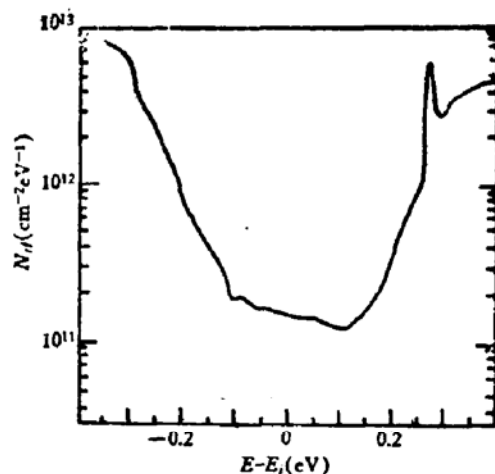


图 6 低界面态密度样品的 N_{if} -E 分布

P-Si(100) N_2/H_2 450°C 20 分退火 $A = 2 \times 10^{-3} \text{cm}^2$ $C_{ox} = 67.509 \text{pF}$
 $N_A = 1.97 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ $T = 291 \text{K}$ 无光照

图 7 是一个未经 N_2/H_2 退火样品的 $N_{if}(E)$ 分布与图 6 比较, 全禁带的 $N_{if}(E)$ 都有明显的增大, 其能量范围已超过 1eV.

图 8 是一个小面积 ($A = 0.05 \text{mm}^2$) 样品中测得的 $N_{if}(E)$ 分布, 样品的 SiO_2 经受了来自衬底的电子雪崩注入. 分布中的特征峰解释为雪崩注入电子引入的界面态分立能级, 其能量位置与 C. T. Sah 的结果^[10]吻合甚好.

图7 高界面态密度样品的 N_{it} - E 分布P-Si(100) 未退火 $A = 2 \times 10^{-3} \text{cm}^2$ $C_{ox} = 85.86 \text{pF}$ $N_A = 1.8 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $T = 285 \text{K}$ 无光照图8 SiO₂ 经电子雪崩注入样品的 N_{it} - E 分布P-Si(100) Al 栅 SiO₂ 经雪崩注入 $A = 5 \times 10^{-4} \text{cm}^2$ $N_A = 2.3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $C_{ox} = 19.66 \text{pF}$ $T = 299 \text{K}$ 无光照

五、讨 论

1. 辅以脉冲和恒定两种红外光照的脉冲 $Q(V)$ 法具有测试精度高,对样品漏电无严格要求,因而可施加较大栅压 (SiO₂ 中场强 $> 2 \times 10^6 \text{V/cm}$)、能在长寿命样品中实现严格的载流子平衡以及测试系统串联电阻、分布电容不影响测试精度等优点,因而在同一温度下用同一样品(P或N型)测得了能量范围超过 1eV 的 N_{it} 分布. 这是迄今报道过的最宽的分布. 已获得的测试结果表明 $N_{it}(E)$ 在带边上升,不支持存在带边态密度峰的假设,另一方面,某些样品 N_{it} 在带边有饱和的趋势. 在N型衬底样品中也获得了类似的结果.

2. 本文研究了为获取带边 N_{it} 分布所需的高精度测量方法、精确的 $Q_c(U_s)$ 计算公式及为获得自洽 C_{ox} 及 U_{so} 值的数据处理方法. 误差分析表明,利用上述手段可以在禁带中 0.9—1.0eV 的能量范围内较可靠地确定 $N_{it}(E)$ 的分布.

3. 脉冲红外光照将热平衡脉冲 $Q(V)$ 法测试样品的寿命范围由 0.1 μs 延伸到数 μs . 更长寿命的样品可在恒定红外光照下实现光热平衡测试. 在文献[16]的基础上,本文讨论了光热平衡下的 $Q(V)$ 测试理论,得到的一个有意义的结论是费米能级的分裂会使测得的 $N_{it}(U_s)$ 分布中心出现表观峰. 在其它测试方法,例如准静态 $C(V)$ 法中,如果由反型向积累扫描时 dV/dt 过大,也应该出现这种峰. 文献[12]就讨论过非平衡扫描下所出现的中心峰. (当扫描方向反过来时,这种峰是不出现的)文献[12]认为这是反型电荷的存贮效应. 文献[17]及[18]则报道了在 $\lambda = 0.82 \mu\text{m}$ 的红外光照下准静态 $C(V)$ 曲线中心出现的随光照增强的峰(无光照时没有). 这些峰被认为是氟离子扩入界面所形成的界面态峰. 而根据本文所讨论的光照下的 $Q(V)$ 测试理论,上述峰都不反映实际 $N_{it}(E)$ 分布的特征结构,而是费米能级分裂时界面态电子的非平衡能量分布在一定表面势下 ($U_s - U_{si}$) 所呈现的突变. 这一点与文献[12][17][18]的观点相违.

附 录

设界面态俘获截面 $\sigma_n(E)$ 及 $\sigma_p(E)$ 与光照无关。并设界面态电子自旋简并完全分裂。

在稳态下,界面态上电子占有几率为

$$f_n(E) = \frac{C_n + e_p}{C_n + e_p + C_p + e_n} = \left(1 + \frac{C_p + e_n}{C_n + e_p}\right)^{-1}. \quad (F-1)$$

其中 C_n 、 e_n 、 C_p 、 e_p 分别为界面态的电子、空穴俘获率和发射率。

$$C_n = \sigma_n n_s = \sigma_n n_0 \exp(U_s + U_N), \quad (F-2)$$

$$C_p = \sigma_p n_s = \sigma_p p_0 \exp(-U_s + U_p), \quad (F-3)$$

$$e_n = \sigma_n n_0 \exp(E - E_F), \quad (F-4)$$

$$e_p = \sigma_p p_0 \exp(E_F - E). \quad (F-5)$$

(F-4) 及 (F-5) 式与准费米能级无关,这是因为界面态热发射与自由载流子处于平衡态还是非平衡态无关的缘故。

将 (F-2)~(F-5) 代入 (F-1) 得到(12)式。

参 考 文 献

- [1] R. B. Laughlin, J. D. Joannopoulos and D. J. Chadi, *Phys. Rev.*, B21, 5733 (1980).
- [2] J. Singh and A. Madhukar, *Appl. Phys. Lett.*, 38, 884 (1981).
- [3] Y. C. Cheng, *Prog. Surf. Sci.*, 8, 181 (1977).
- [4] M. Schulz and N. M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* 31, 622 (1977).
- [5] M. Schulz and N. M. Johnson, *Solid-State Commun.*, 25, 481 (1978).
- [6] K. L. Wang, *IEEE Trans.*, ED-26, 819 (1979).
- [7] T. J. Tredwell and C. R. Viswanathar, *Solid-State Electron.*, 23, 1171 (1980).
- [8] E. H. Nicollian and A. Goetzberger, *Bell Sys. Tech. J.*, 46, 1055 (1966).
- [9] L. M. Terman, *Solid-State Electron.*, 5, 285 (1962).
- [10] C. T. Sah, Y. C. Sun and J. T. Tzeu, *J. Appl. Phys.*, 54, 2547 (1983).
- [11] M. Kuhn, *Solid-State Electron.*, 13, 873 (1970).
- [12] A. Goetzberger, E. Klausmann and M. Schulz, *CRC Reviews*, 6, 1 (1976).
- [13] K. Ziegler and E. Klausmann, *Appl. Phys. Lett.*, 26, 400 (1975).
- [14] E. Kamienieki, R. Nitecki and A. Swiatek, *Solid-State Electron.*, 23, 79 (1980).
- [15] D. M. Brown and P. V. Gray, *J. Electrochem. Society*, 115, 76(1968).
- [16] 王庭昌,清华大学硕士学位论文, (1981).
- [17] P. Su, A. Sher, Y. H. Tsuo and J. A. Moriarty, *Appl. Phys. Lett.*, 36, 991 (1980).
- [18] A. Sher, H. J. Hoffman, P. Su and Y. H. Tsuo, *J. Appl. Phys.*, 54, 5183 (1983).

Pulse $Q(V)$ Method Assisted by Pulsed and Steady Infrared Illumination for Si/SiO₂ Interface States Study

Zheng Xinyu and Li Zhijian

(Institute of Microelectronics, Qinghua University)

Abstract

A new method for the study of Si/SiO₂ interface states—the pulse $Q(V)$ method assisted by pulsed and/or steady infrared illumination is proposed. The leading features of this method are high precision of measurement, ability of sample leakage current compensation and assurance of reliable equilibrium available for specimen even of long lifetimes or at low temperatures. A theoretical model suitable for both thermal and photo-thermal equilibrium conditions and an appropriate data processing method are given to ensure the fairly reliable determination of interface states distribution ranging over almost the whole silicon forbidden band with a single sample of N or P type.