

零偏源 MOS 结构的栅电荷弛豫机制及近少子带边界面态分布的瞬态谱测定

郑心奋 李志坚

(清华大学微电子学研究所, 北京)

1987年2月25日收到

讨论了小方栅脉冲下零偏置源 MOS 结构栅电荷弛豫的机制。证明了当费米能级接近少子带边时, 引起栅电荷弛豫的起因将由界面态俘获发射电荷的过程变成受其延迟的表面少子扩散漂移过程。对后一过程进行理论分析导出的栅电荷公式与实验取得了一致。在此基础上提出了根据栅电荷波形参数确定栅电荷变化量中界面态贡献的大小, 进而测定近少子带边一侧界面态密度的测量原理。获得了覆盖的能量范围一直延伸到距少子带边 0.05 eV 处的界面态密度能量分布。在不同类型样品中获得了具有共同特征的结果。

主题词: 金属-绝缘体-半导体系统, 半导体-绝缘体界面, 界面态, 电子态, 电荷输运, 瞬态响应特性测量

一、引言

为了测定 Si/SiO₂ 界面态近少子能带边一侧的态密度分布, 需要克服体内少子产生复合速率过低所造成的少子效应。解决的方法之一是采用制有源区的 MOS 结构。K. L. Wang 曾用 DLTS 测定了源衬结处于反偏置下的 MOS 样品的态密度分布 $D_{it}(E)$ ^[1]。我们在脉冲静态电荷法^[2]及 MOS 瞬态电荷法^[3]的研究中也采用了类似的结构。不同之处是我们令源衬结处于零偏置而不是反偏条件下, 这使得方脉冲作用下样品栅电荷弛豫的两个终态都是平衡态, 全禁带中的界面态, 包括位于近少子带边一侧的界面态, 都可以利用费米能级的扫描来探测。这意味着对不同栅压下栅电荷瞬态值进行瞬态分析所得到的 MOS 电荷瞬态谱(简称为 MQTS)包含了与 MQTS 的栅压范围对应的能量范围(宽约 0.8 eV, 一直延伸至少子带边)中界面态的信息。而如果源衬结反偏置, 少子带边附近的界面态会因表面少子被深耗尽始终被多子占据, 实际上无法用瞬态方法检测其存在。

但是, 由 MQTS 谱导出相应能量范围内的 $D_{it}(E)$ 分布需要分成两种情况讨论。当栅电荷

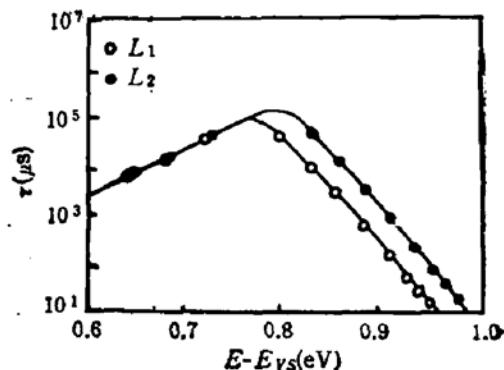


图 1 不同栅长样品 $\tau(E)$ 关系的比较。样品为 $P(100)$, $N_A = 3.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $A = 1 \text{ mm}^2$, $L_1 = 0.25 \text{ mm}$, $L_2 = 0.5 \text{ mm}$, $T = 298 \text{ K}$, 样品未经金属化后 N_x/H_2 退火。栅长 L 及表面费米势 E 的定义参见图 2

弛豫的起因是界面态电荷俘获发射过程的滞后时,由 MQTS 谱获得 $D_{it}(E)$ 分布是比较容易的。文[3]中已给出了有关的公式。但当栅电荷变化量中少子的贡献不可忽略时,这对应着近少子带边一侧 $D_{it}(E)$ 分布的测定,情况要复杂得多。这是因为对具有一定面積的样品,对栅脉冲作出响应的少子需要通过表面扩散漂移由零偏置的源区扩展到整个栅下表面区(文中简称为栅区)或由栅区流回源区。在此过程中,表面少子运输与界面态的电荷俘获发射有密切的相互关系,栅电荷弛豫时间常数反映的是这样一个综合过程而不是单纯的界面态俘获发射过程的特征时间。这一点可以从图 1 中清楚地看出来。图 1 给出了两只工艺相同而栅长 L 不同的样品栅电荷弛豫时间常数 $\tau(E)$ 的比较。当费米能级距表面价带顶的距离 $E - E_F$, 大于 0.8eV 时, τ 值不再唯一地取决于 E , 这表明此时 τ 已经不是界面态的本征参数;在同一 E 值下, L 大的样品 τ 也较大, 这一点则是 τ 与表面少子运输有关的有力证据。由此可见,为了由 MQTS 谱导出近少子带边一侧的界面态分布 $D_{it}(E)$,首先需要弄清相应栅压条件下的栅电荷弛豫机制。

二、零偏源 MOS 样品栅电荷脉冲响应 $Q(V_g, t)$ 的弛豫机制

本文所讨论的零偏源 MOS 结构亦于图 2(a) 中。矩形栅极的一侧或两侧设有与衬底短接的源区。图 2(b) 则定义了栅偏压 V_g 下的表面费米势 $E(V_g)$, 少子面密度 N_s , 填充与界面态上电子的面密度 N_{it} , 及 V_g 上迭加阶跃 ΔV_g 后 E 、 N_s 、 N_{it} 增量的稳态值 ΔE 、 ΔN_s 、 ΔN_{it} 。

图 3 是施加小幅度方脉冲 ΔV_g (小脉冲的条件是保证相应的 $\Delta E \lesssim kT$) 后栅电荷的变化量瞬态值 $Q(V_g, t)$ 。一般言之, $Q(V_g, t)$ 可表达成

$$Q(V_g, t) = Q_0(V_g) + \Delta Q(V_g)[1 - \exp(-t/\tau(V_g))] \quad (1)$$

其中 $t = 0$ 时刻栅电荷的突变 $Q_0(V_g)$ 是多子运动等极快过程的贡献。图 3 中同时给出了 $Q_0(V_g)$ 及 $Q(V_g) - Q(V_g, \infty) = Q_0(V_g) + \Delta Q(V_g)$ 相对栅偏压 V_g 的典型曲

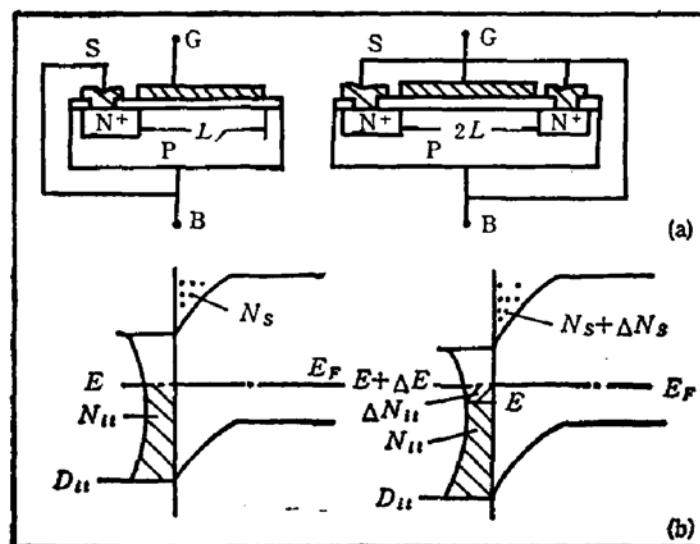


图 2 (a) 具有零偏置源区的 MOS 样品
(b) 小幅度栅脉冲作用下表面能带的两个稳态

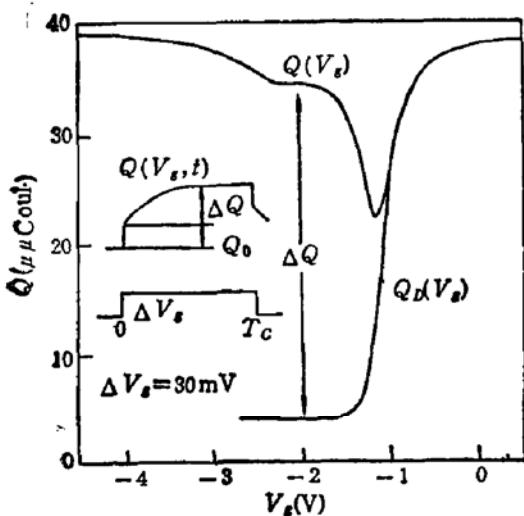


图3 栅电荷弛豫波形 $Q(V_s, t)$ 及 $Q_0(V_s)$ 的典型曲线。衬底为 $N(100)$, $N_D = 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $t_{ox} = 800 \text{ \AA}$

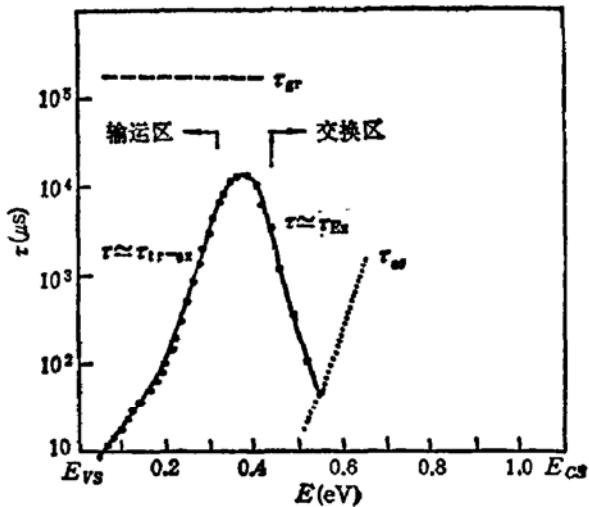


图4 未经合金化后 N_i/H_2 退火 (UNPMA) 样品的 $\tau(E)$ 关系
样品为 $N(100)$, $P = 30 \Omega - \text{cm}$, $L = 0.5 \text{ mm}$.
“运输区”指 $\tau_{tr}(E) \gg \tau_{ex}(E)$ 的区域，“交换区”指
 $\tau \cong \tau_{ex}$ 的区域。 $\tau_{ex}(E)$ 无法直接测量，系根据 P 型
样品的 $\tau_{ex}(E)$ 绘出

线。

引起栅电荷滞后弛豫的因素有这样几个：(a) 界面态与多子能带的电荷交换 (即界面态俘获多数载流子或向多子能带热发射多子), 用特征时间常数 $\tau_{ex}(E)$ 表征；(b) 界面态与少子能带的电荷交换, 用特征时间常数 $\tau_{tr}(E)$ 表征；(c) 体内少子产生复合, 用特征时间常数 $\tau_{gr}(E)$ 表征；和 (d) 借助源栅间少子输运完成的栅电荷充放过程, 这是一个同时包含少子扩散漂移及界面态对少子俘获发射等因素的综合过程, 用特征时间常数 $\tau_{tr-ex}(E)$ 表征。其中, τ_{gr} 过程的影响可以忽略, 对一般所用的少子寿命在 $10 \mu\text{s}$ 以上的材料, τ_{gr} 在 0.1 秒以上。由图 4 可见, 它远远大于实际观察到的最大 τ 值。可以证明, 即使 τ_{gr} 仅为毫秒量级, 体内少子产生复合过程的影响仍可忽略。

一般认为, 界面态与两个能带的电荷交换是相互独立的。这样 τ 可以用两个实际起作用的过程的时间常数 τ_{ex} 与 τ_{tr-ex} 表达成

$$\tau^{-1} = \tau_{ex}^{-1} + \tau_{tr-ex}^{-1} \quad (2)$$

根据 SRH 模型^[4], τ_{ex} 与界面态能级距多子带边的能隙呈正指数关系。另一方面, 与 τ_{tr-ex} 有关的几个因素也随距少子带边能隙的增大而指数变化。由此推断, 图 4 所示的 Δ 形 $\tau(E)$ 关系两翼应分别由 $\tau_{ex}(E)$ 及 $\tau_{tr-ex}(E)$ 决定。而 $\tau = \tau_{tr-ex}$ 这一翼所表征的栅电荷过程正是本节讨论的中心。

讨论中三个基本的假设是

(a) $\tau_{tr-ex}(E) \gg \tau_{ex}(E)$ 。从图 4 中 $\tau_{tr-ex}(E)$ 与推测的 $\tau_{ex}(E)$ 的比较, 该假设是成立的。事实上, 如果 $\tau_{tr-ex} \gg \tau_{ex}$ 不成立, 源栅少子输运必须足够快, 在界面态电荷尚未充放之前改变栅区少子面密度。这样, $Q_0(V_s)$ 曲线将向着强反型区上升, 而不是图 3 那种在反型条件下 $Q_0(V_s)$ 不变的情形。显然, 实际情况不是这样。因此, $\tau_{tr-ex} \gg \tau_{ex}$ 的假

设是可以接受的。

(b) 界面态与少数载流子始终有统一的准费米能级 $E_{FN}(x, t)$ (此为 P 型样品的情形), 其中 x 为沿栅长方向的座标 (图 5), t

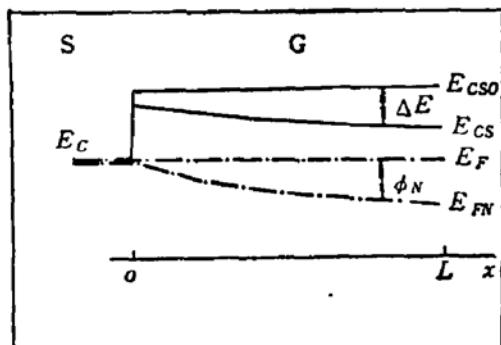


图 5 栅电荷弛豫过程中沿栅长方向的表面能带
假设应成立。

为了推导的方便, 图 5 进一步给出了 t 时刻表面各 x 点的能带状况, E_{cs0} 是 $t = 0^-$ 时刻的表面导带边。 $E_{cs}(x, t)$ 为 t 时刻 x 点的表面导带边能量。若记

$$\Delta E(x, t) = E_{cs0} - E_{cs}(x, t) \quad (3)$$

$$\phi_N(x, t) = E_F - E_{FN}(x, t) \quad (4)$$

并分别令 $\Delta n_s(x, t)$ 及 $\Delta n_{it}(x, t)$ 代表 N_s 及 N_{it} 在 x 点的瞬态变化量 (其稳态值分别为 ΔN_s 及 ΔN_{it}), 那么, 由于 Δn_{it} 取决于 $E_{FN}(x, t)$ 相对 $E_{cs}(x, t)$ 的扫动, 此即 Δn_{it} 正比于 $\Delta E - \phi_N$, 可以得到

$$\Delta n_{it}(x, t) = D_{it}(E)[\Delta E(x, t) - \phi_N(x, t)] \quad (5)$$

同时, 由于 Δn_s 也正比于 $E_{FN}(x, t)$ 与 $E_{cs}(x, t)$ 间能隙的变化量 $\Delta E - \phi_N$, 同样有

$$\Delta n_s(x, t) = [dN_s/dE][\Delta E(x, t) - \phi_N(x, t)] \quad (6)$$

(5)、(6)两式表明, $\Delta n_{it}(x, t)/\Delta n_s(x, t)$ 与 x, t 无关, 实际上不难证明

$$\frac{\Delta n_{it}(x, t)}{\Delta n_s(x, t)} \equiv \frac{\Delta N_{it}}{\Delta N_s} \quad (7)$$

(7)式的物理意义是在 $\tau_{trc} \gg \tau_{ex}$ 的条件下, 界面态所陷落的少子电荷与该点少数载流子电荷密度的变化量呈正比关系

表面少子输运方程是

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Delta n_s + \Delta n_{it}) = D \frac{\partial^2 (\Delta n_s)}{\partial x^2} + \mu N_s \frac{\partial \epsilon_x}{\partial x} \quad (8)$$

其中 D 、 μ 分别为少子的表面扩散系数与迁移率。右侧第一项不包含 Δn_{it} 对扩散流的贡献是因为如众所公认, Si/SiO_2 界面态是一种强烈定域的电子态^[6], 可以当作陷阱处理。右侧漂移项只保留了 $\mu N_s \frac{\partial \epsilon_x}{\partial x}$ 而忽略了 $\mu \epsilon_x \frac{\partial (\Delta n_s)}{\partial x}$ 项是因为相比之下后一项小得多。

(8)式中的横向漂移场 ϵ_x 由下式决定

$$\epsilon_x(x, t) = -\frac{1}{q} \frac{\partial [\Delta E(x, t)]}{\partial x} \quad (9)$$

式中 q 是电子电荷。利用假设 (c), $\Delta E(x, t)$ 应满足

$$\left[\Delta V_s - \frac{\Delta E(x, t)}{q} \right] C_{ox} = qA(\Delta n_i + \Delta n_s) + \frac{\Delta E(x, t)}{q} C_{it}^{HF} \quad (10)$$

其中 C_{it}^{HF} 是不包括反型层贡献的空间电荷区高频电容, 它与 MOS 理论高频电容 C_{it}^{HF} 之间有

$$C_{it}^{HF} = C_{it}^{HF} \cdot C_{ox} / (C_{it}^{HF} + C_{ox}) \quad (11)$$

将(11)式代入(10)式加以整理得到

$$\Delta E(x, t) = q \left[\Delta V_s - \frac{qA(\Delta n_i + \Delta n_s)}{C_{ox}} \right] (1 - C_{it}^{HF}/C_{ox}) \quad (12)$$

及

$$s_x(x, t) = \frac{qA(C_{ox} - C_{it}^{HF})}{C_{ox}^2} \frac{\partial}{\partial x} (\Delta n_i + \Delta n_s) \quad (13)$$

将(13)式代入(8)式, 利用爱因斯坦关系, 便得到其标准扩散方程形式的少子输运方程

$$\frac{\partial(\Delta n_i)}{\partial t} = D_{eff} \frac{\partial^2(\Delta n_i)}{\partial x^2} \quad (14)$$

式中有效扩散系数 D_{eff} 由下式定义

$$D_{eff} = D \left\{ \frac{\Delta N_s}{\Delta N_s + \Delta N_i} + \frac{q^2 A (C_{ox} - C_{it}^{HF}) N_s}{k T C_{ox}^2} \right\} \quad (15)$$

(14)式的边界条件是

$$\Delta n_i(x, 0) = 0 \quad (16)$$

$$\Delta n_i(x, \infty) = \Delta N_s \quad (17)$$

$$\Delta n_i(0, t) = \Delta N_s \quad (18)$$

$$\partial(\Delta n_i)/\partial x|_{x=L} = 0 \quad (19)$$

利用分离变量法可求得定解问题(14)–(19)的解

$$\Delta n_i(x, t) = \Delta N_s \left[1 - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2e^{-t/\tau_m}}{\left(m + \frac{1}{2}\right)\pi} \sin\left(\frac{x}{l_m}\right) \right] \quad (20)$$

其中

$$\tau_m = \frac{D}{(2m+1)^2 D_{eff}} \tau_s \quad (21)$$

$$\tau_s = \frac{4L^2}{\pi^2 D} \quad (22)$$

$$l_m = \sqrt{\tau_m \cdot D_{eff}} \quad (23)$$

若将(7)、(12)及(20)式代入(10)式并将等式两侧同时在栅区积分, 可以得到 $Q(V_s, t)$ 的解

$$Q(V_s, t) = \frac{C_{ox} A}{L} \int_0^L \left[\Delta V_s - \frac{\Delta E(x, t)}{q} \right] dx$$

$$= C_{th}^{HF} \Delta V_s - qA(\Delta N_s + \Delta N_{it})(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox}) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2(1 - e^{-t/\tau_m})}{\left(m + \frac{1}{2}\right)^2 \pi^2} \quad (24)$$

(24)式中, $m = 0$ 的项幅度占滞后响应幅度的 81.7%, 可以当作 $\Delta Q(V_s)$ 的主要成分。故我们忽略各项时间常数的差别, 令 $\tau_m = \tau_s$ ($m = 1, 2, \dots$), 此时 (24) 式取与 (1) 相同的形式

$$Q(V_s, t) = Q_0 + \Delta Q(1 - e^{-t/\tau_s}) \quad (25)$$

其中 Q_0 、 ΔQ 及 τ 分别由下式决定

$$Q_0 = C_{th}^{HF} \Delta V_s \quad (26)$$

$$\Delta Q = qA(\Delta N_{it} + \Delta N_s)(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox}) \quad (27)$$

$$\tau = \tau_s = \frac{D\tau_s}{D_{eff}} = \frac{\tau_s}{\frac{\Delta N_s}{\Delta N_s + \Delta N_{it}} + \frac{q^2 A (C_{ox} - C_{th}^{HF})}{kT C_{ox}^2} N_s} \quad (28)$$

对(25)至(28)式的分析表明, 在 $\tau_{trav} \gg \tau_{ex}$ 的条件下, (由图 4 可知这相当于费米能级接近少子带边的情形), $Q(V_s, t)$ 波形应有如下特征:

(a) $Q_0(V_s)$ 曲线与 $C_{th}^{HF}(V_s)$ 曲线形状相同;

(b) 界面态电荷的充填释放与少子面密度的增减同步发生, 不存在可以分离的两个独立过程;

(c) $\tau \propto L^2$, 栅长的样品 $\tau(E)$ 值较大, 而 $\lg \tau \sim E$ 曲线应随 L 的增大向上平移;

(d) 如果不存在界面态, τ 的最大值是 τ_s . (τ_s 是可以估算的。对 $L \sim 0.5-1\text{mm}$ 的样品, $\tau_s \sim 10-100\ \mu\text{s}$) 随着界面态面密度的增大, 所考虑能量范围内各能量位置处的 $\tau(E)$ 值将会增大;

(e) 随着反型程度增强, N_s 变大, τ 将迅速下降。

实验结果证明, 实际样品在反型条件下的 $Q(V_s, t)$ 波形确实具有 (a) 至 (e) 各项特征。相符的程度使我们认为本节提出的栅电荷弛豫机制是正确的。具体的实验结果将在第 IV 节中描述。

三、由 MQTS 谱获得近少子带边一侧 $D_{it}(E)$ 分布的理论

在 $\tau = \tau_{ex}$ 的能量范围内, 根据 MQTS 方法的测量结果可以获得相应的 $D_{it}(E)$ 值。文[3]给出的关系是

$$D_{it}(E) = \frac{\Delta Q / \Delta V_s}{q^2 A (1 - C/C_{ox}) (1 - C_{th}^{HF}/C_{ox})} \quad (29)$$

其中 $C = Q(V_s)/\Delta V_s$, C_{ox} 是氧化物电容。

(29)式不适用于 $\tau_{trav} \gg \tau_{ex}$ 的区域。其原因是当费米能级接近少子带边时, ΔQ 中开始包含少子电荷的贡献, 必须从中减去少子电荷的贡献才能获得相应能量位置上的 $D_{it}(E)$ 值。

为确定 ΔN_s , 将 (22)、(27) 式代入 (28) 式并加以整理可以得到关于 $N_s(V_s)$ 的一

阶非齐次方程

$$\frac{\Delta N_s}{\Delta V_g} + \frac{\Delta Q/\Delta V_g}{(kT/q)C_{ox}} N_s = \frac{\tau_s(\Delta Q/\Delta V_g)}{qA(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox})\tau(V_g)} \quad (30)$$

设在栅压 V_p 处有 $N_s(V_p) = 0$, 将其作为(30)式的边界条件, 可以解得

$$N_s(V_g) = \frac{\tau_s}{qA} e^{-\alpha(V_g)} \int_{V_p}^{V_g} \frac{\Delta Q(v)/\Delta V_g}{(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox})\tau(v)} e^{\alpha(v)} dv \quad (31)$$

其中

$$\alpha(V_g) = \frac{1}{(kT/q)C_{ox}} \int_{V_p}^{V_g} [\Delta Q(v)/\Delta V_g] dv \quad (32)$$

将(31)式代回(30)式可以求出 $\Delta N_s/\Delta V_g$. 将其代回(27)式可以进而得到 $\Delta N_{it}/\Delta V_g$. 再利用 E 与 V_g 的关系就可以求出 D_{it} . 在 $\tau_{traj} \gg \tau_{ex}$ 的区域 $D_{it}(E)$ 由下式决定

$$\begin{aligned} D_{it}(E) &= \frac{\Delta N_{it}}{\Delta E} = \frac{\Delta N_{it}}{q\Delta V_g(1 - C/C_{ox})} \\ &= \frac{\Delta Q/\Delta V_g}{q^2 A(1 - C/C_{ox})(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox})} \left(1 - R \frac{\tau_s}{\tau}\right) \end{aligned} \quad (33)$$

R 由下式决定

$$\begin{aligned} R &= 1 - \frac{qA(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox})\tau(V_g)}{(kT/q)C_{ox}\tau_s} N_s \\ &= 1 - \frac{(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox})\tau(V_g)}{(kT/q)C_{ox}} e^{-\alpha(V_g)} \int_{V_p}^{V_g} \frac{[\Delta Q(v)/\Delta V_g] e^{\alpha(v)}}{\tau(v)(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox})} dv \end{aligned} \quad (34)$$

为了方便地确定(33)式中的 $D_{it}(E)$, 需要对(34)式化简. 考察其中的函数 α , 因在反型条件下 $\Delta Q/\Delta V_g$ 与 C_{ox} 相差不远, 从(32)式可以看出, 作为粗略的估计存在 $\alpha(V_g) \sim (V_g - V_p)/(kT/q)$. 这样, 函数 $e^{-\alpha(V_g)} \int_{V_p}^{V_g} e^{\alpha(v)} dv$ 仅在积分域边缘距积分域限 V_g 若干 (kT/q) 的狭窄栅区范围内才有不能忽略的积分结果, 与此类似, (34)式中的积分域也可以缩小为距 V_g 若干 (kT/q) 的狭窄栅压范围, 由于实际有效积分域大大缩小, 被积函数(一个大体呈指类型的函数)可以用一个指数与栅压线性相关的指数函数来逼近. 此即令

$$\frac{[\Delta Q(v)/\Delta V_g] e^{\alpha(v)}}{\tau(v)(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox})} = \frac{[\Delta Q(V_g)/\Delta V_g] e^{\alpha(V_g)}}{\tau(V_g)(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox})} e^{\alpha(v-V_g)} \quad (35)$$

其中

$$\begin{aligned} \alpha &\cong \frac{d}{dV_g} \left\{ \ln \left[\frac{(\Delta Q(V_g)/\Delta V_g) e^{\alpha(V_g)}}{\tau(V_g)(1 - C_{th}^{HF}/C_{ox})} \right] \right\} \\ &= \frac{\Delta Q(V_g)/\Delta V_g}{(kT/q)C_{ox}} + \frac{d}{dV_g} \left[\ln \left(\frac{\Delta Q}{\tau} \right) \right] \end{aligned} \quad (36)$$

将(35)与(36)式代入(34)式积分后得到 R 的简化形式

$$R = \left\{ 1 + \frac{\Delta Q/\Delta V_g}{(kT/q)C_{ox} \frac{d}{dV_g} \left[\ln \left(\frac{\Delta Q}{\tau} \right) \right]} \right\}^{-1} \quad (37)$$

下面讨论(33)及(37)式确定 $D_{it}(E)$ 分布的两个问题。第一个问题是与(29)式的衔接。(29)式适用于 $\tau = \tau_{ex}$ 的区域(即图 4 所示的“交换区”), (33)式适用于 $\tau_{lex} \gg \tau_{ex}$, $\tau = \tau_{lex}$ 的区域(即图 4 的“输运区”)。对于“交换区”与“输运区”之间的过渡区域, $D_{it}(E)$ 应当如何确定呢? 分析(29)与(33)两式之后不难看出。过渡区中两个公式是自然衔接的, 因此都可以用于其中 $D_{it}(E)$ 的计算, 两个公式一致的原因是在“交换区”与“输运区”之间, (33)式中的因子 $(1 - R \frac{\tau_s}{\tau})$ 实际上等于 1。之所以如此, 首先因为 R 是一个小于 1 的正数, 其次, 在过渡区, 各种样品, 包括经过 PMA 的样品, 都有 $\tau \gg \tau_s$ 。

关于(33)及(37)式需要说明的第二点是它们适用的能量范围接近少子带边的程度受到因子 $(1 - R \frac{\tau_s}{\tau})$ 引入的误差的限制。由前面的推导可见, R 不是一个十分精确的量。在因子 $(1 - R \frac{\tau_s}{\tau})$ 过小时, 会给 $D_{it}(s)$ 引入过大的相对误差。因为 $1 - R \frac{\tau_s}{\tau} = \Delta N_{it}/(\Delta N_s + \Delta N_{it})$, 对 $(1 - R \frac{\tau_s}{\tau})$ 的限制也就是限制了(33)式在 $\Delta N_s \gg \Delta N_{it}$ 的情况下的使用。下面我们具体讨论(33)式适用的能量范围距少子带边的距离。作为可以接受的容限, 我们规定应有 $(1 - R \frac{\tau_s}{\tau}) \geq \frac{1}{2}$ 。这实质上是要求 $\Delta N_{it} \geq \Delta N_s$ 。由(37)式可知, 应有

$$\frac{d}{dV_s} \left[\ln \left(\frac{\Delta Q}{\tau} \right) \right] \leq \frac{\Delta Q / \Delta V_s}{(2\tau_s/\tau - 1)(kT/q)C_{os}} \quad (38)$$

图 6 给出的 $D_{it}(E)$ 分布一直延伸到距少子带边约 0.05 eV 处。在这一点

$$\frac{d}{dV_s} \left[\ln \left(\frac{\Delta Q}{\tau} \right) \right] = 0.38, \quad \tau = 7\mu s, \quad \tau_s = 101\mu s, \quad \Delta Q / C_{os} \Delta V_s = 0.89,$$

代入(38), 不等式成立, 表明所规定的容限并未超出, 因此, 利用(33)式有可能在距少子带边 0.05 eV 处获得有意义的 $D_{it}(E)$ 测量值。

四、实验结果

A. 关于栅电荷弛豫机制理论的验证

(a) 实验测定的 $Q_s(V_s)$ 曲线(图 3)具有 $C_{it}^{HF}(V_s)$ 曲线的基本特征。特别是在反型区, $Q_s(V_s)/\Delta V_s$ 与其中没有少子贡献的反型区高频电容相等, 表明源栅区少子输运不是瞬时的栅电荷弛豫过程;

(b) 对 $Q_s(V_s, t)$ 波形进行的瞬态分析表明不存在分离的界面态——少子能带电荷交换过程与源栅少子输运充电过程。在大部分只存在一种类型界面态^[3]的样品中, 反型区一个能量位置上只有一个 τ 值, 表明只存在一个同时包含少子输运及界面态交换的综合过程;

(c) 如图 1 所示, 栅长的样品同一能量处的 τ 也较大。不仅如此, 对栅长不同的两个样品在“输运区”中 $\lg \tau \sim E$ 曲线随 L 增大向上平移, 这与(28)式的要求是一致的;

(d) 态密度高的样品中“输运区” τ 值有较高的水平。例如, $L \sim 1 \text{ mm}$ 时, Λ 形 $\tau(E)$

关系的最大值在 UNPMA 及 PMA 样品中分为 100 ms 及数 ms 的量级;

(e) 同一样品中 $\tau_{\text{trc}}(E)$ 值随着反型增强, N_s 增大, 向着少子带边迅速下降, 这一点从图 1 及图 4 中可以看得很清楚。

以上实验事实与第二节栅电荷弛豫机制理论的预期结果很好地相符, 表明本文提出的“输运区”概念及其中栅电荷弛豫机制是合理的。

B. 关于 $D_{it}(E)$ 的测定结果

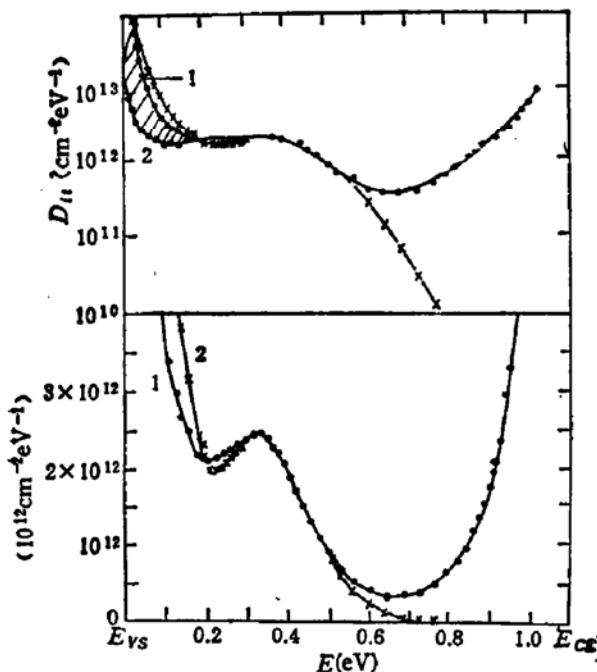


图 6 $N(100)$ 样品中获得的 $D_{it}(E)$ 分布, 样品 $N_D = 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 其余条件同图 4 样品, UNPMA, (a) 图纵坐标为 $\lg D_{it}$, (b) 图为 $D_{it}(E)$ 曲线 1 与 2 (实验点为 \cdot) 是脉冲静态电荷法的结果。两曲线的差别是两者的 $E(V_s)$ 关系有 $0.6 kT$ 的平移。实验点为 \times 的曲线是根据 MQTS 谱联合使用(29)及(33)式获得的

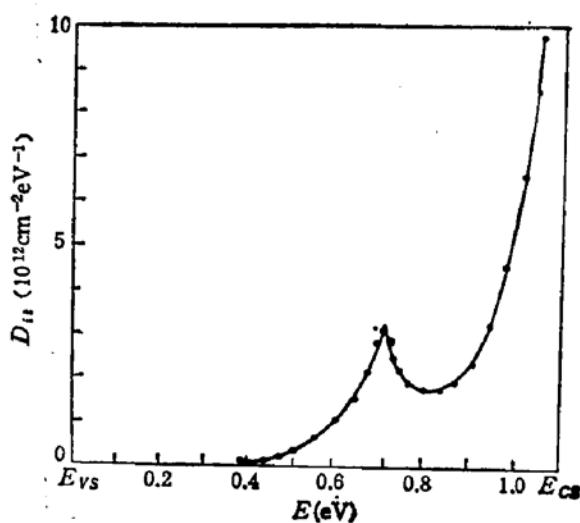


图 7 $P(100)$ 样品中利用(29)及(33)式由 MQTS 谱获得的 $D_{it}(E)$ 分布, 样品条件与图 1 相同

图 6 及图 7 给出了由 MQTS 谱获得的典型 $D_{it}(E)$ 分布。其中, 接近少子带边的分布是根据本文提出的测量原理计算得到的。所观察到的 $D_{it}(E)$ 分布的特征是:

(a) $D_{it}(E)$ 分布向着少子带边上上升。过去, 作者利用脉冲静态电荷法^[2]也得到过类似的结论(图 6 曲线 1、2)。但因为该方法对 $E(V_s)$ 关系的测定误差等极为敏感, 在带边的 $D_{it}(E)$ 结果有相当程度的不确定性。图 6 中的曲线 1、2 源自同一组实验结果, 只是在确定 $E(V_s)$ 关系的积分待定值时, 在测量误差范围内取了相差 $0.6 kT$ 的两个值, 所获得的 $D_{it}(E)$ 分布在少子带边就出现了很大的差别。图中阴影区标明了 $D_{it}(E)$ 不确定的程度, 利用(33)式得到的 $D_{it}(E)$ 分布与此不同, 由于限制了因子 $(1 - R \frac{\tau_t}{\tau})$ 的最小值, 它的结果比较可靠。加上(33)式的测量原理与静态方法有根本的不同, $D_{it}(E)$ 向少子带边上升的趋势得到了进一步肯定;

(b) E_{cs} 以上 0.33 eV 及 0.72 eV 处 $D_{it}(E)$ 峰的存在。

N. M. Johnson 等人在态密度极高(中带 $D_{it} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$) 的样品中于表面价带顶以上 0.3 eV 及 0.8 eV 处观测到两个 $D_{it}(E)$ 分布峰, 通过与电子自旋实验的比较, 他们认为这两个 $D_{it}(E)$ 峰是界面硅一侧的硅悬键先后俘获两个电子形成的两个能态^[7]. 在我们的实验中各类样品(原始氧化的, 经受 X 射线辐照的, 经受体内电子雪崩注入的, 中带态密度 $10^{12}-10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$) 在 PMA 之前都观察到明显的 $D_{it}(E)$ 峰. 这一方面表明所提出的 $D_{it}(E)$ 测量原理能比较可靠地揭示 $D_{it}(E)$ 分布的特征, 另一方面说明态密度峰是未经氢退火的 Si/SiO₂ 界面态的重要特征. 根据我们的实验, 在 N 型和 P 型样品中测到的两个峰分别位于 E_{ss} 以上 0.33 eV 及 0.72 eV 处.

(c) 图 6 中两种方法获得的不同 $D_{it}(E)$ 分布的比较类似于准静态方法与高频率电容法(或电导法)结果的比较^[8]. 但图 6 中 MQTS 方法的结果覆盖了近少子带边的半个禁带, 且与这一侧脉冲静态电荷法的结果相当一致, 比过去曾进行的类似比较似乎更为全面更有意义. 图 6 的比较表明, 界面态与多子能带的电荷交换非常快, 以致位于近多子带边一侧的绝大部分界面态在俘获或发射多子时, 不存在可观察的交换滞后. 鉴于这一现象与关于界面态动态特性的现有模型^[8]不大相符, 而这一现象又关系到对广泛使用的高频电容的解释, 对此有深入研究的必要. 值得指出的是, 图 6 所揭示的多子带边界面态与多子能带有非常快的电荷交换过程这一点, 对第二节的基本假设, 即假设(a), 是非常有力的支持.

五、总 结

由于解析地描述了零偏源 MOS 结构在“输运区”的栅电荷弛豫过程, 这一结构可以成为利用瞬态电荷法研究界面电子态的基本结构.

测定“输运区”栅电荷弛豫的时间常数 τ 可以决定栅电荷弛豫幅度 ΔQ 中界面态与表面少子各自的贡献, 从而测定一直扩展到距少子带边 0.05 eV 处的 $D_{it}(E)$ 分布. 这是一种与现有的静态方法、高频率电容方法及电导方法在原理上不同的新测量原理. 由于避免了两个大数相减产生大的相对误差这一困难, 该方法获得的带边附近 $D_{it}(E)$ 分布是很有意义的. 各类样品中所获得的 $D_{it}(E)$ 分布具有若干共同的特征也证明了新方法的价值.

参 考 文 献

- [1] K. L. Wang and A. O. Evevarey, *J. Appl. Phys.*, **47**, 4574 (1976).
- [2] 郑心畲、李志坚, 半导体学报, **5**, 457(1984).
- [3] 郑心畲、李志坚, 半导体学报, **6**, 458(1985).
- [4] W. Shockley and W. T. Read, *Phys. Rev.*, **87**, 835 (1952).
- [5] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 5th edition (John Wiley & Sons, New York, 1976).
- [6] Y. C. Cheng in *Modern Problems of Surface Physics*, ed. by Sofia Bulgarian Academy of Science (1981) p. 620.
- [7] E. H. Poindexter, G. J. Gerardi, M. E. Rueckel, P. J. Caplan, N. M. Johnson and D. K. Biegelson, *J. Appl. Phys.*, **56**, 2844 (1984).
- [8] A. Goetzberger, E. Klausmann and M. Schulz, *CRC Critical Rev. Solid State Science*, **6**, 1 (1976).

Gate Charge Relaxation Mechanism of MOS Structure with Zero Biased Source and Transient Spectroscopic Measurement of Si/SiO₂ Interface State Distribution near Minority Carrier Band Edge

Zheng Xinyu and Li Zhijian

(Institute of Microelectronics, Tsinghua University, Beijing)

Abstract

The gate charge relaxation mechanism of MOS structure with zero biased source region is investigated under a small gate square pulse. It is demonstrated that when the Fermi level goes to the surface minority carrier energy band edge, this mechanism will turn from the carrier capturing and emitting of interface states to the minority carrier diffusing and drifting delayed by interface state trapping. The theoretically predicted behaviors of such a minority carrier transportation are verified by a series of experiments. Based on this theory a new measurement principle for Si/SiO₂ interface state density near minority carrier band edge is proposed and the $D_{it}(E)$ formula is deduced, too. The obtained $D_{it}(E)$ distributions show some important and common features. Even in the energy position 0.05 eV apart from the minority carrier edge reasonable $D_{it}(E)$ measurement is also obtainable by this method.

KEY WORDS: Metat-insulator-semiconductor systems, Semiconductorinsulator interfaces, Interface states, Electronic states, Charge transport, Transient response characteristic measurement