

关于薄 SiO_2 的高场弛豫电导与击穿机制的研究

许铭真 谭长华 王阳元

(北京大学微电子学研究所, 北京, 100871)

1991年1月29日收到, 同年5月27日修改定稿

薄 SiO_2 的早期高场弛豫电导与原生电子陷阱的俘获及新生正电荷的产生密切相关; 中、后期的电导弛豫与新生电子陷阱的产生-俘获过程相关, 新生电子陷阱遵从单分子产生规律。一个“新生电子陷阱-新生 $\text{SiO}_2/\text{Si}_x\text{O}$, 界面陷阱相关击穿”模型, 用以解释薄 SiO_2 的后期弛豫电导突变失控和不可逆转的失效——脉冲热击穿。

EEACC: 73.40Q

一、引言

随着大规模集成电路集成度的提高, MOS 器件的尺寸已经减小到微米和亚微米量级。按等比例缩小原则, 栅 SiO_2 的厚度已减至 $100-250 \text{ \AA}$ 。当今的集成电路工艺制备出低可动离子沾污及低原生陷阱密度的高质量 SiO_2 薄膜已不十分困难。但是, 在小尺寸器件的应用过程中, 由于高电场的作用, 在薄栅 SiO_2 中产生的新生陷阱或电荷的数量远远超过了原生陷阱及电荷的数量, 这成为集成电路的电学性能不稳定以至于提前失效的关键问题之一。于是, 人们对于薄栅 SiO_2 的高场电导及击穿现象进行了广泛的研究^[1-17]。一般而论, 薄 SiO_2 的电导机制与 Fowler-Nordheim (F-N) 隧道电流有关。薄 SiO_2 中的高场诱发陷阱, 电荷状态与原生陷阱、电荷一起造成了 F-N 电流(或电压)的时变效应, 最后导致 SiO_2 的介质击穿。为了研究方便, 薄栅 SiO_2 的时变击穿特性 (TDDB), 在实验上可以分为两个阶段^[2]: 第一阶段又称击穿形成阶段 (build-up stage), 它占据了 SiO_2 弛豫电导的绝大部分时间, 其特点是: SiO_2 中新生陷阱、电荷的产生及原生, 新生陷阱俘获隧道注入的电子, 形成空间电荷, 导致 SiO_2 内部的电场调制效应, 出现了电流(或电压)的时变现象, 这一过程延续到 SiO_2 的内电场增加到某一临界值为止。第二阶段又称突变失控阶段 (rapid runaway stage), 在这一阶段发生不可逆转的电学击穿。至今, 不少工作对于击穿形成阶段的电导弛豫效应进行了研究, 认为新生电子陷阱的产生决定了电导弛豫的基本特性, 而且新生电子陷阱的产生率为常数^[1,2]。对于后一个阶段的研究, 已提出了多种物理模型, 试图解释薄 SiO_2 的介质击穿机制。其中, 主要有以下五种:(1) 可动离子相关击穿模型^[3]; (2) 新生正电荷相关击穿模型^[4,5]; (3) 新生电子陷阱相关击穿模型^[6]; (4) 新生界面陷阱相关击穿模型^[7]; (5) 隧道电子共振穿透相关击穿模型^[8]。

几乎是有多少种陷阱、电荷状态,就有多少种击穿模型。这五种模型中,最有影响的是第(2)、(3)两种。(2)是以带间碰撞电离为基础的。近期的研究工作^[9,10]表明,在薄SiO₂(厚度小于500 Å)中,产生带间碰撞电离是困难的。新生界面陷阱模型^[7]认为:新生界面陷阱是引起击穿的主要原因,实验事实冲击着新生空穴相关击穿模型。然而,简单的Si/SiO₂界面陷阱所引起的电场变化是有限的,难以成为击穿的主导因素^[11]。共振隧穿模型是电子以波动性隧穿势垒,将其能量转换为穿透势垒的本领,难以在注入阴极产生新陷阱以实现共振隧穿的倍增效应。

本文,用新生陷阱的单分子产生-俘获模型研究击穿形成阶段的电导弛豫效应;提出了一个“新生电子陷阱-新生SiO₂/Si_xO_y界面陷阱相关击穿”模型。

二、薄 SiO₂ 的高场弛豫电导

1. 恒定电压状态下,薄 SiO₂ 的阴极电场弛豫关系式

对于薄SiO₂,其隧道电流可用简化的F-N关系式来描述^[12]:

$$J(E_c) = AE_c^2 \exp(-B/E_c), \quad (1)$$

其中,A、B是常数,仅与载流子的有效质量以及注入阴极势垒高度有关;E_c为阴极注入电场强度。一旦SiO₂中存在空间电荷,则引起SiO₂内电场调制效应。设阴极电场的相对变化量为± $\frac{\Delta E_c}{E_0}$ (“+”号表示电场增强,“-”号表示电场减弱,E₀为初始SiO₂平均电场),则阴极电场可表示为:

$$E_c = E_0 \left(1 \pm \frac{\Delta E_c}{E_0}\right). \quad (2)$$

(1)式的对数形式为^[13]:

$$\ln \frac{J(\Delta E_c)}{J_0} = 2 \ln \left(1 \pm \frac{\Delta E_c}{E_0}\right) \pm \frac{B}{E_0} \frac{\Delta E_c/E_0}{\left(1 \pm \frac{\Delta E_c}{E_0}\right)}, \quad (3)$$

式中,J₀=AE₀²exp(-B/E₀)。

通常 $\frac{\Delta E_c}{E_0} < 1$,由(3)式的二级近似式,可得到阴极电场调制量 $\left(\frac{\Delta E_c}{E_0}\right)$ 的显函数

式:

$$\frac{\Delta E_c}{E_0} \approx \pm \frac{1}{2 \left(1 + \frac{B}{E_0}\right)} \left[\left(2 + \frac{B}{E_0}\right) - \sqrt{\left(2 + \frac{B}{E_0}\right)^2 - 4 \left(1 + \frac{B}{E_0}\right) \ln \frac{J}{J_0}} \right]. \quad (4)$$

因此,在恒定电压状态下,由MOS结构的实测电流弛豫特性,可以得到阴极电场的弛豫信息。

2. SiO₂ 内电场调制效应

高场下,SiO₂内的新生陷阱、电荷的产生-俘获,引起SiO₂内部电场的再分布以及两端电场强度的时变效应(即内电场调制效应)。端电场的增强或减弱决定于SiO₂内电

荷的极性，如正电荷引起阴极端电场增强和阳极端电场减弱，若是负电荷，则变化反之。

设 SiO₂ 内有三种电荷状态：原生电子陷阱、新生正电荷和新生电子陷阱。用 n_{0t} 、 x_{0t} 、 n_{0p} 、 x_{0p} 和 n_{0g} 、 x_{0g} 分别表示它们的弛豫电荷面密度、荷心距（取阳极界面为坐标原点）。据高斯定理，可以得到阴极和阳极电场的相对变化量分别为：

$$\frac{\Delta E_c}{E_0} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_i E_0} \left(\frac{x_{\text{eff}}}{T_i} \right) n_{\text{eff}}, \quad (5)$$

$$\frac{\Delta E_a}{E_0} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_i E_0} \left(1 - \frac{x_{\text{eff}}}{T_i} \right) n_{\text{eff}}, \quad (6)$$

其中，

$$x_{\text{eff}} = \frac{x_{0t} n_{0t} + x_{0g} n_{0g} - x_{0p} n_{0p}}{n_{0t} + n_{0g} - n_{0p}}, \quad (7)$$

$$n_{\text{eff}} = n_{0t} + n_{0g} - n_{0p}. \quad (8)$$

T_i 是 SiO₂ 厚度， q 是电荷量， ϵ_i 是 SiO₂ 介电常数， x_{eff} 和 n_{eff} 分别为等效荷心距和等效陷阱电荷面密度。

作为一种好的近似， $x_{\text{eff}}/T_i \approx 0.6^{[1]}$ ，由 (5) 和 (6) 式，得到：

$$\Delta E_a = \frac{2}{3} \Delta E_c. \quad (9)$$

显然，各种陷阱电荷的产生-俘获过程决定着端电场的弛豫特性。

3. 陷阱、电荷的弛豫关系式

在 SiO₂ 中，被隧道电子填充的原生陷阱面密度的时变关系式可表示为^[13]：

$$n_{0t}(t) = N_{0t} \left[1 - \exp \left(- \int_0^t \frac{\sigma_{0t} J(t)}{q} dt \right) \right]. \quad (10)$$

其中， N_{0t} 是原生陷阱面密度， σ_{0t} 是它的电子俘获截面。为分析方便起见，将 (10) 式表示为电子流量的弛豫关系式^[13]：

$$n_{0t}(F) = N_{0t} [1 - e^{-\langle \sigma_{0t} \rangle F}], \quad (11)$$

其中，

$$\langle \sigma_{0t} \rangle = \int_0^t \sigma_{0t} J(t) dt / (F q), \quad (12)$$

称为原生陷阱的平均电子俘获截面；

$$F = \frac{1}{q} \int_0^t J(t) dt, \quad (13)$$

称为注入电子流量； $J(t)$ 是单位面积 F-N 电流。

对于 SiO₂ 中的新生正电荷，也具有类似的指数规律^[14]：

$$n_{0p}(F) = N_{0p} (1 - e^{-\langle \sigma_{0p} \rangle F}). \quad (14)$$

其中， N_{0p} 、 $\langle \sigma_{0p} \rangle$ 分别为新生正电荷面密度、平均产生截面。

SiO₂ 中的高场新生电子陷阱，遵从单分子产生规律，其弛豫关系式可以写为：

$$n_{0g}(F) = N_{0g} [1 - e^{-\langle \sigma_{0g} \rangle F}]. \quad (15)$$

式中， N_{0g} 和 $\langle \sigma_{0g} \rangle$ 分别为新生电子陷阱面密度和平均产生截面。

显然，当 $\langle \sigma_{0g} \rangle F \ll 1$ 时，(15) 式可以简化为：

$$n_{0g} = N_{0g} \langle \sigma_{0g} \rangle F,$$

或

$$\frac{dn_{0g}}{dF} = N_{0g} \langle \sigma_{0g} \rangle = G \text{ (常数).} \quad (16)$$

(16) 式与文献 [15] 所假设的线性产生律类似。因此新生电子陷阱的线性产生规律仅是一种特例。为了求得新生电子陷阱的俘获弛豫关系式，将(15)式代入一级俘获速率方程，并假设产生过程远远快于俘获过程，可得到与(15)式类似的关系式，仅 $\langle \sigma_{0g} \rangle$ 为电子俘获截面^[11]。

图 1 给出(15)和(16)式的计算曲线。可以看到，若产生一定量的电子陷阱，对应于单分子产生模型的电子流量 (F_2) 值大于线性产生模型的 F_1 值。这在一定程度上，可以定性解释文献 [15] 中用线性模型预言的击穿时间总是小于实测值的原因。

将上述各类陷阱、电荷的弛豫关系式代入(5)、(6)式，可得阴、阳两极端电场的弛豫特性；代入(3)式，得到电导弛豫特性。

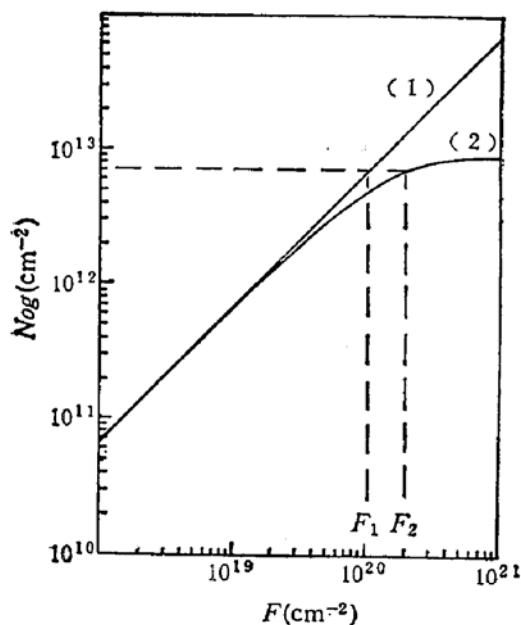


图 1 两种产生模型的比较
(1) 线性产生模型 (2) 单分子产生模型

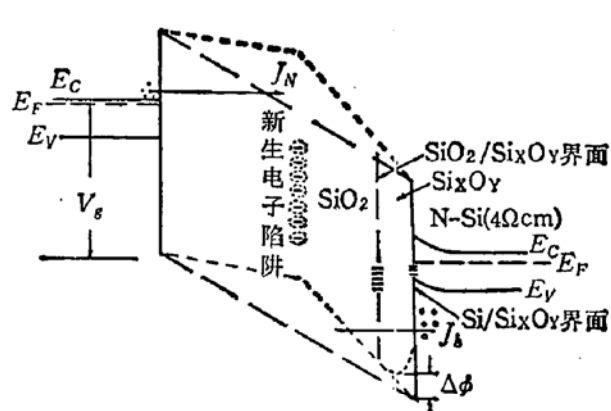


图 2 击穿模型能带图

三、新生电子陷阱-SiO₂/Si_xO_y 界面陷阱相关击穿模型

图 2 给出击穿模型能带图。

一个N型硅为衬底的MOS结构，当栅上施加恒定的负电压时，电子由栅极隧穿进入SiO₂，硅表面处于强反型状态。高电场 ($E_0 \geq 8 \text{ MV/cm}$) 在SiO₂中引起两个重要过程：

(1) 高场诱生的大量新生电子陷阱俘获隧道电子以后，导致阳极电场增强。这也增加了硅表面的空穴隧穿进入SiO₂价带的几率。

(2) 在阳极附近, 产生了大量的 $\text{Si}_x\text{O}_y/\text{SiO}_2$ 界面陷阱, 它与 $\text{Si}_x\text{O}_y/\text{Si}$ 界面陷阱类似, 为受主型的。其陷阱面密度 (N_{iis}) 可高达 $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 。这种界面陷阱与硅表面的“少子海”构成类电偶极层, 使得阳极空穴势垒降低了 $\Delta\phi$ 。据电磁学原理, $\Delta\phi$ 的大小与 $\text{Si}_x\text{O}_y/\text{SiO}_2$ 界面陷阱面密度 N_{iis} 、 Si_xO_y 厚度 X_{iis} 有关:

$$\Delta\phi = qN_{iis}X_{iis}/\epsilon_0\epsilon_i. \quad (17)$$

类似于(3)式, 空穴隧道电流可以写为:

$$J_h(E_a, \phi_h) = J_{h0} \frac{\left(1 + \frac{\Delta E_a}{E_0}\right)^2}{\left(1 - \frac{\Delta\phi}{\phi_h}\right)} \exp \left\{ - \frac{B_h}{E_0} \left[\frac{\left(1 - \frac{\Delta\phi}{\phi_h}\right)^{\frac{1}{2}}}{\left(1 + \frac{\Delta E_a}{E_0}\right)} - 1 \right] \right\}. \quad (18)$$

其中,

$$J_{h0} = A_h E_0^2 e^{-B_h/E_0};$$

ϕ_h 为阳极空穴势垒高度 ($\sim 4.6 \text{ eV}$); $\Delta\phi$ 为阳极空穴势垒降低量; ΔE_a 为阳极电场增加量; E_0 是初始氧化层平均电场; $B_h = 476 \text{ MV/cm}$ 。

图 3 和图 4 给出 $E_0 = 10 \text{ MV/cm}$ 时, 用(18)式计算的 $\log \frac{J_h}{J_{h0}}$ 与 $\frac{\Delta E_a}{E_0}$ 的关系曲线 (用 $\frac{\Delta\phi}{\phi_h}$ 为参量) 和 $\log \frac{J_h}{J_{h0}}$ 与 N_{iis} 的关系曲线 (用 $\frac{\Delta E_a}{E_0}$ 为参量)。

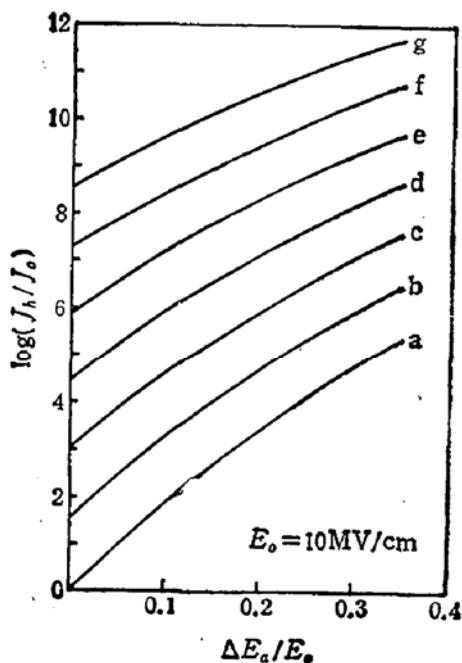


图 3 $\log \frac{J_h}{J_{h0}}$ VS $\frac{\Delta E_a}{E_0}$ 关系曲线 ($\frac{\Delta\phi}{\phi_h}$ 为参量)
 $\frac{\Delta\phi}{\phi_h}$: a, 0; b, 0.05; c, 0.10; d, 0.15; e, 0.20; f, 0.25; g, 0.30

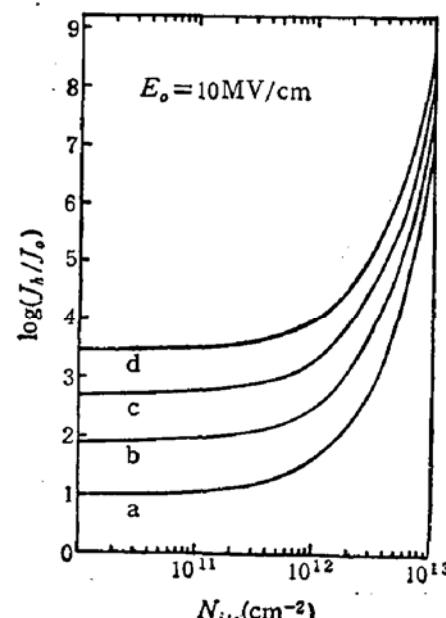


图 4 $\log \frac{J_h}{J_{h0}}$ VS N_{iis} 关系曲线 ($\frac{\Delta E_a}{E_0}$ 为参量)
 $\frac{\Delta E_a}{E_0}$: a, 0.05; b, 0.10; c, 0.15; d, 0.20

通常, $\frac{\Delta E_a}{E_0} < 1$, $\frac{\Delta\phi}{\phi_h} < 1$, (18)式的一级近似式给出:

$$\log \frac{J_h}{J_{h0}} > \frac{B_h}{E_0} \left(\frac{\Delta E_a}{E_0} + 1.5 \frac{\Delta \phi}{\phi_h} \right). \quad (19)$$

用(19)式,可以方便地估计击穿时空穴电流的量值。

击穿之前,异乎寻常的空穴隧道电流,使得薄栅 SiO_2 电导进入突变失控阶段。阳极附近的高电场以及突增的空穴电流提供了可观的焦尔热,使得阳极的局域区内,晶格温度剧增,当达到晶格的临界温度时,发生脉冲热击穿。

在恒压工作模式中,我们用电场相关击穿 (field-dependent breakdown) 和电子流密度相关击穿 (fluence-dependent breakdown) 来表征和判定击穿,表征量为 E_{BD} (阳极击穿电场) 或 F_{BD} (击穿时的电子流量)。

$$E_{BD} = E_0 + \Delta E_{aB} \quad (20)$$

ΔE_{aB} 是击穿时的临界阳极电场增量,它主要由新生电子陷阱俘获隧道电子过程决定。

$$\Delta E_{aB} = 0.4 \frac{qN_{eg}}{\epsilon_0 \epsilon_i} [1 - e^{-\langle \sigma_{eg} \rangle F_{BD}}]. \quad (21)$$

N_{eg} 和 $\langle \sigma_{eg} \rangle$ 是新生电子陷阱的面密度和电子俘获截面, F_{BD} 是击穿时的电子流量 (或称为总注入电子的面密度)。

$$F_{BD} = \frac{1}{q} \int_0^{t_{BD}} J(t) dt. \quad (22)$$

t_{BD} 是击穿时间。

实验上, ΔE_{aB} 可由击穿发生之前的临界 F-N 电流 J_{BD} 来确定,其关系式由(4)和(9)式得到:

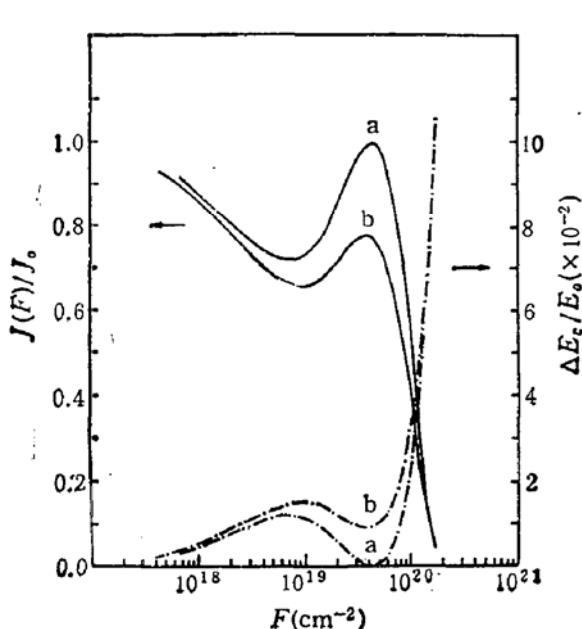


图 5 典型的实验曲线

$$\begin{array}{c} \frac{J}{J_0} \cdots \frac{\Delta E_c}{E_0} \\ \text{a: } 24.8 \text{V} \quad \text{b: } 24.4 \text{V} \end{array}$$

$$\begin{aligned} \Delta E_{aB} = & \frac{E_0}{3 \left(1 + \frac{B}{E_0} \right)} \left[\left(2 + \frac{B}{E_0} \right) \right. \\ & \left. - \sqrt{\left(2 + \frac{B}{E_0} \right)^2 - 4 \left(1 + \frac{B}{E_0} \right) \ln \left(\frac{J_{BD}}{J_0} \right)} \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

其中, J_0 是 $F = 0$ (或 $t = 0$) 时的 F-N 电流。

四、实验与结果

1. 样品

N型硅单晶片, $\langle 100 \rangle$ 晶向, 电阻率为 $4\Omega\text{cm}$, $\text{Ar}-\text{O}_2$ 热生长 SiO_2 , 厚度为 212\AA , $\text{N}^+-\text{poly-Si}$ 栅 MOS 电容器, 栅面积为 $1.5 \times 10^{-3}\text{cm}^{-2}$ 。

2. 实验技术

用 HP 4145B 半导体参数测试仪, 测量恒定电压条件下的 F-N 电流随时间的漂移

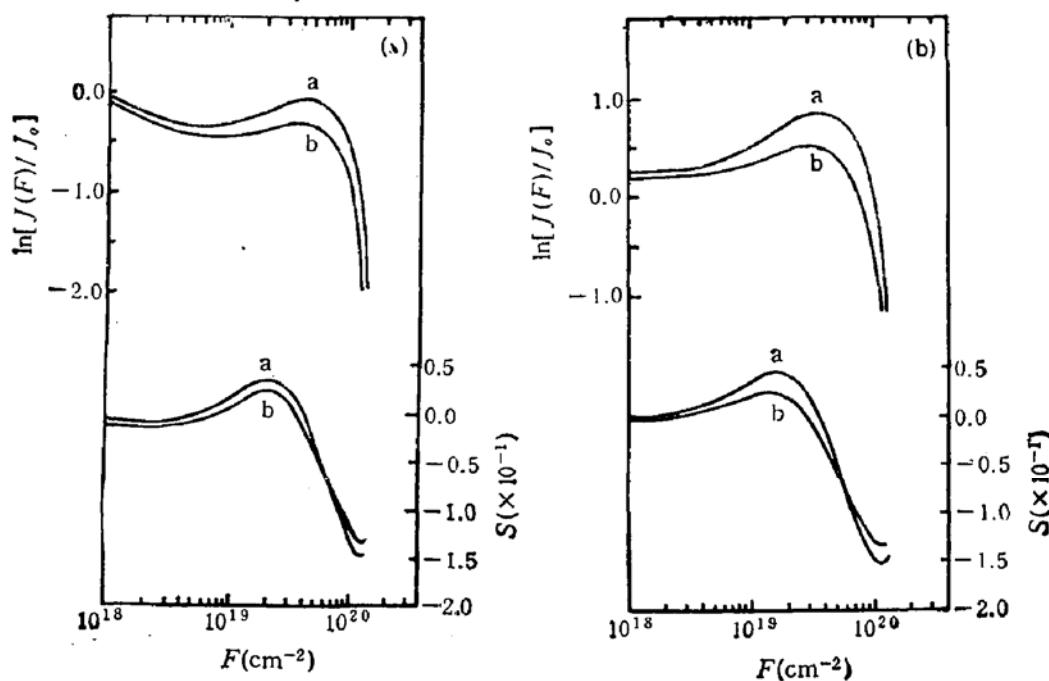


图 6 典型的 F-N 电流弛豫特性曲线及相应的 OCRS 谱

(A) 正栅注入 (B) 负栅注入
a, 24.8V; b, 24.4V

曲线, 直到发生电击穿。用微计算机存取测量数据并给出归一化电流 $\left[\frac{J(F)}{J_0}\right]$ 随电子流量 (F) 的变化曲线, $\ln \frac{J(F)}{J_0} \sim F$; 阴极电场相对变化量 $\frac{\Delta E_e}{E_0}$ 随 F 的变化曲线, $\frac{\Delta E_e}{E_0} \sim F$; 以及相应的 OCRS 谱。

3. 实验结果

图 5 给出了一组恒定正栅压条件下, 测量的归一化电流 $\left[\frac{J(F)}{J_0}\right]$ 随 F 的变化曲线和相应的阴极电场相对变化量 $\left(\frac{\Delta E_e}{E_0}\right)$ 随 F 的变化曲线。

图 6 给出相应的 OCRS 谱。

表 1 列出各陷阱、电荷的电学参数的 OCRS 测量结果。

表 1 OCRS 测量结果

| E_0 (MV/cm) | $\langle\sigma_{ot}\rangle$ (cm ²) | $\langle\sigma_{op}\rangle$ (cm ²) | $\langle\sigma_{og}\rangle$ (cm ²) | N_{ot} (cm ⁻²) | N_{op} (cm ⁻²) | N_{og} (cm ⁻²) | X_{ot} T_i | X_{op} T_i | X_{og} T_i |
|------------------|---|---|---|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 11.7 | 1.2×10^{-19} | 4.3×10^{-20} | 8.9×10^{-21} | 7.4×10^{11} | 2.2×10^{12} | 6.7×10^{12} | 0.52 | 0.58 | 0.51 |
| 11.5 | 1.2×10^{-19} | 4.3×10^{-20} | 8.6×10^{-20} | 7.4×10^{11} | 1.3×10^{12} | 5.7×10^{12} | 0.52 | 0.54 | 0.50 |

图 7 给出 $V = 24.8$ (V) 恒压应力条件下, 实验电流弛豫特性曲线 ($\frac{J(F)}{J_0} \sim F$) 以及用单分子产生-俘获模型计算的理论曲线。模型曲线的计算参量均由 OCRS 方法确定。

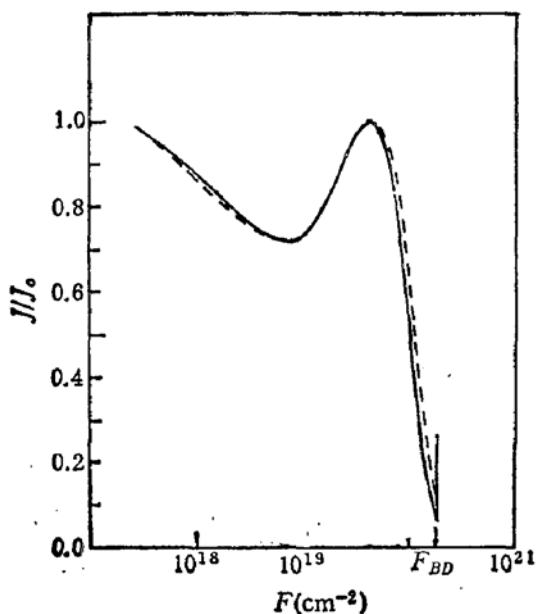


图 7 空验结果与理论计算结果的比较
——实验---理论

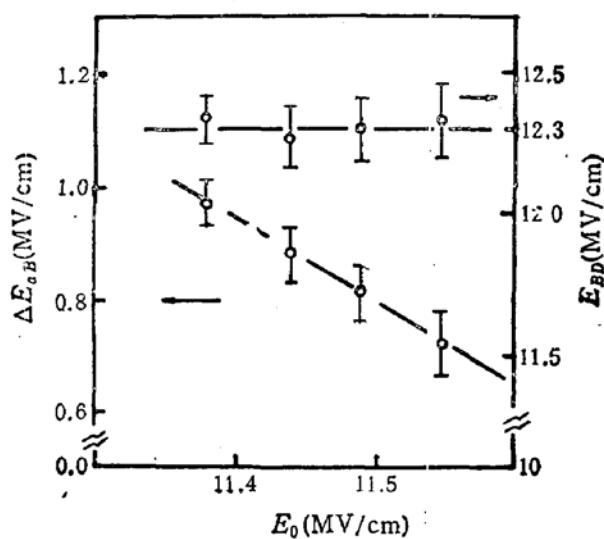


图 8 初始电场强度 E_0 对 E_{BD} 和 ΔE_{eB} 的影响

图 7 表明, 在击穿形成阶段, F-N 电流(或电导)弛豫特性曲线与单分子模型的计算结果符合较好, 而在临界击穿之前稍有偏离。

图 8 给出恒压应力条件下, 实验测定的击穿电场强度 E_{BD} 、临界击穿前的阳极电场强度增强量 ΔE_{eB} 与初始电场强度 E_0 的关系。本实验样品的相关击穿电场强度 $E_{BD} \approx (12.3 \pm 0.1) \text{ MV/cm}$ 。

五、讨 论 与 结 论

氧化层电流弛豫谱 (OCRS) 方法^[13]可以方便地确定薄栅氧化层中各种陷阱、电荷的动态参数-产生(或俘获)截面, 并同时给出各陷阱(或电荷)的面密度及其空间分布参量(平均荷心距), 从而为高场恒压工作模式下, 研究薄氧化层的电导、击穿机制提供了有利条件。研究结果表明: 新生电子陷阱遵从单分子产生-俘获规律, 而线性产生律^[2]仅是一特例。这在一定程度上, 解释了线性模型计算的击穿时间总是小于实测值的原因。单分子产生-俘获模型能够较好的描述薄 SiO_2 弛豫电导的第一阶段——击穿形成阶段, 仅在临界击穿之前稍有偏离。

本文提出了一个新生电子陷阱-新生 $\text{SiO}_2/\text{Si}_x\text{O}_y$ 界面陷阱相关击穿模型, 认为: 新生电子陷阱俘获电子以后, 导致阳极高场并增强了阳极空穴隧道注入 SiO_2 的几率, 这一过程与空穴势垒降低的双重作用, 导致临界击穿之前的 F-N 电流骤然失控和脉冲热击穿。

本文提出的电导与击穿模型对于薄 SiO_2 电导与击穿机制的研究, 对于小尺寸 MOSFET 器件失效机制的研究是有益的。

参 考 文 献

- [1] M. S. Liang and C. Hu, Tech. Digest IEDM, 396 (1981).
- [2] C. F. Chen and C. Y. Wu, *J. Appl. Phys.*, **60**, 3926(1986).
- [3] T. H. Distefano, *J. Appl. Phys.*, **44**, 527(1973).
- [4] J. J. O'dwyer, *J. Appl. Phys.*, **40**, 3887(1973).
- [5] I. C. Chen, S. E. Holland and C. Hu, *IEEE Trans on Electron Devices*, ED-32, 413(1985).
- [6] Eli Harari, *J. Appl. Phys.*, **49**, 2478(1978).
- [7] J. J. Tzou, C. C. Yao, R. Cheung and H. Chan, *IEEE Electron Device Lett.*, **7**, 446(1986).
- [8] N. Klein, *J. Appl. Phys.*, **63**, 970(1988).
- [9] Z. A. Weinberg, M. V. Fischetti, and Y. Nissan Cohen, *J. Appl. Phys.*, **59**, 824(1986).
- [10] W. L. Warren and P. M. Lenahan, *J. Appl. Phys.*, **62**, 4305(1987).
- [11] 谭长华, 许铭真, 王阳元, 半导体学报, **10**, 904(1989).
- [12] E. H. Nicollian and J. R. Brews, "MOS Physics and Technology", (1982).
- [13] Mingzhen Xu, Changhua Tan, and Yangyuan Wang, *J. Appl. Phys.*, **67**, 6924(1990).
- [14] C. T. Sah, J. Y. C. Sun and J. J. Tzou, *J. Appl. Phys.*, **54**, 5864(1983).
- [15] M. S. Liang, J. Y. Choi, P. K. Ko, and C. Hu, Tech. Digest. IEDM, 152(1984).
- [16] Seiji Hariguchi, Toshio Kohagash and Kazuyuki Saito, *J. Appl. Phys.*, **58**, 387(1985).
- [17] 许铭真, 谭长华, 刘晓卫, 王阳元, 半导体学报, **12**(5), 274(1991).
- [18] M. Lenzlinger and E. H. Snow, *J. Appl. Phys.*, **40**, 278(1969).

Study on Mechanism of Breakdown and Conductance Relaxation of Thin-Gate SiO_2 under High Electric Field Stresses

Xu Mingzhen, Tan Changhua and Wang Yangyuan

(Institute of Microelectronics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

The conductance relaxation of thin SiO_2 under high electric field stresses during the initial degenerating period is combined with the trapping of pre-existing electron traps and new generation of positive charge, within the middle and last degenerating period is mainly caused by the generation and trap of the newly generated electron traps obeying the single molecule generating theory. A model of breakdown caused by newly generated electron traps-newly generated $\text{SiO}_2/\text{Si}_2\text{O}_5$ interface traps has been presented and used to explain the rapid runaway of the thin SiO_2 conductance and the permanent failure caused by pulse thermal breakdown.

EEACC: 7340Q