

# Проявление туннельной проводимости тонкого подзатворного изолятора в кинетике генерации неосновных носителей заряда в структурах металл–диэлектрик–полупроводник

© А.Г. Ждан, Г.В. Чучева<sup>¶</sup>, Е.И. Гольдман

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141190 Фрязино, Россия

(Получена 3 марта 2005 г. Принята к печати 27 мая 2005 г.)

Кинетика тока генерации неосновных носителей заряда  $I(t)$  в структурах Al- $n^+$ -Si-SiO<sub>2</sub>- $n$ -Si с туннельно проницаемым окислом обнаруживает необычный вид. При обедняющих потенциалах затвора  $V_g < 0$  на кривых  $I(t)$  возникают резкие пики, спадающие ветви которых выходят на стационарный уровень тока, крутонарастающий в ростом  $|V_g|$ . Наблюдаемые особенности связываются с туннельной проводимостью тонкого (100 Å) окисла и с ударной генерацией электронно-дырочных пар в области пространственного заряда Si, протуннелировавшими в нее горячими электронами. В рамках этих представлений развит алгоритм количественного описания экспериментальных данных, позволяющий выделить из суммарного тока  $I(t)$  компоненты, обусловленные термической и ударной генерацией, а также туннелированием. Определен коэффициент ударной ионизации  $\alpha = 1.2 \pm 0.2$ , оценена энергия горячих электронов в области пространственного заряда Si  $E_{im} = 4.23$  эВ и охарактеризованы электронные свойства окисла и его гетерограницы с Si. Динамические и стационарные вольт-амперные характеристики сквозного тока через окисел совпадают и следуют закону Фаулера–Нордгейма. Положение максимума тока контролируется внешними воздействиями, стимулирующими рождение неосновных носителей заряда, что можно использовать для создания интегрирующих и пороговых сенсоров.

PACS: 42.70.Fk, 78.66.Qn, 79.60.Fr

Прогрессирующая тенденция уменьшения размеров полупроводниковых структур, в частности полевых транзисторов с изолированным затвором, сопровождается систематическим утоньшением подзатворного изолятора до толщин  $\sim 2$  нм (традиционный окисел Si) и до 5–20 нм (изолирующие слои — Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, HfO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>, La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, LaHf<sub>2</sub>O<sub>7</sub> и др. — с высокой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_i > 10$  [1–5]). Столь тонкие диэлектрики туннельно проницаемы. При высоких обедняющих напряжениях  $V_g$  на полевом электроде носители заряда, туннелирующие из затвора структуры металл–диэлектрик (окисел)–полупроводник (МДП, МОП) в слой обеднения полупроводника, оказываются в нем сильно разогретыми (рис. 1), что должно проявляться в возрастании темпа генерации неосновных носителей заряда (ННЗ) вследствие ударной ионизации в этом слое. Кинетика развивающегося в такой ситуации переходного процесса, завершающегося образованием на примыкающей к диэлектрику поверхности полупроводника равновесного слоя инверсии, должна приобрести необычный вид: на зависимостях тока  $I(t)$  от времени  $t$  должны проявляться резкие пики. Начальное состояние структуры ( $t = 0$ ) и его эволюция во времени — функции величины обедняющего напряжения  $V_g < 0$  (для определенности рассматривается МДП конденсатор на основе электронного кремния) и темпов поверхностной и(или) объемной генерации ННЗ — дырок [6,7]. Описание в этой ситуации кинетики тока  $I(t)$  требует установления зависимостей от времени падения напряжения на подзатворном диэлектрике  $V_i(t)$ , туннельного тока  $I_t(t)$ , и коэффициента

ударной ионизации  $\alpha$ . Это позволит разделить вклады термической и ударной генерации дырок в измеряемый во внешней цепи ток, а также идентифицировать туннельную вольт-амперную характеристику (ВАХ).

По теореме Гаусса, электрическое поле в диэлектрике

$$F_i(t) = \frac{V_i(t)}{h} = \frac{V_g - \Psi_s(t)}{h} = - \frac{q\{[p_s(t) + N_d W(t)]\} + Q_{ss}}{\epsilon_0 \epsilon_i}. \quad (1)$$

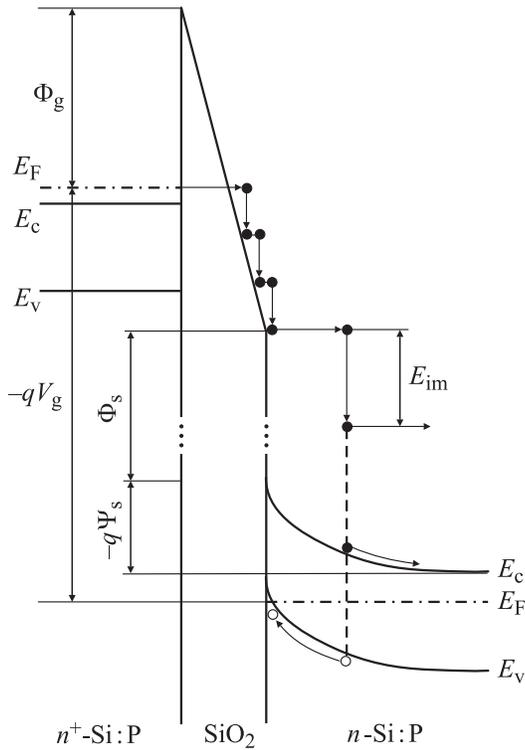
Поверхностный потенциал  $\Psi_s$  и ширина  $W$  области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника связаны известным соотношением [8]:

$$W^2(t) = \frac{2\epsilon_0 \epsilon_s |\Psi_s(t)|}{qN_d}. \quad (2)$$

Здесь  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_s$  — диэлектрические проницаемости вакуума и полупроводника;  $\Psi_s$  выражен в вольтах и отсчитывается от дна зоны проводимости в электронейтральном объеме Si,  $\Psi_s < 0$  в состояниях обеднения и инверсии;  $q$  — элементарный заряд;  $p_s$  — слоевая плотность дырок,  $Q_{ss} = \epsilon_0 \epsilon_i V_{g0}/h$  — эффективный поверхностный заряд, обусловленный контактной разностью потенциалов затвор–полупроводник, фиксированным зарядом в диэлектрике и заполнением пограничных состояний;  $V_g$  и  $V_i$  — напряжения на затворе и в диэлектрике. Из (1) и (2) следует

$$W(t) = \left[ - \frac{2\epsilon_0 \epsilon_s}{qN_d} (V_g + V_{g0}) - \frac{2h\epsilon_s}{\epsilon_i N_d} p_s(t) + \left( \frac{h\epsilon_s}{\epsilon_i} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{h\epsilon_s}{\epsilon_i}. \quad (3)$$

<sup>¶</sup> E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru



**Рис. 1.** Зонная диаграмма структуры  $n^+$ -Si-SiO<sub>2</sub>- $n$ -Si в состоянии сильной, но еще неравновесной, инверсии.  $\Phi_g$ ,  $\Phi_s$  — контактные барьеры на гетерограницах окисла,  $E_c$  — дно зоны проводимости,  $E_v$  — потолок валентной зоны,  $E_F$  — энергия Ферми,  $\Psi_s$  — поверхностный потенциал полупроводника,  $V_g$  — потенциал затвора,  $E_{im}$  — энергия рождения электронно-дырочной пары.

Измеряемый во вращенной цепи ток

$$\begin{aligned} I(t) &= qS \frac{d}{dt}(p_s + N_d W) + S j_t \\ &= qS \frac{dp_s}{dt} \left(1 + \frac{h\varepsilon_s}{\varepsilon_i W}\right)^{-1} + S j_t \\ &= S \left[ (j_g + \alpha j_t) \left(1 + \frac{h\varepsilon_s}{\varepsilon_i W}\right)^{-1} + j_t \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где  $S$  — площадь МДП конденсатора,

$$\frac{qdp_s}{dt} = j_g + \alpha j_t,$$

$j_g$  и  $j_t$  — плотности тока термической генерации дырок  $I_g = S j_g$  и туннельного тока  $I_t = S j_t$ . Ток ударной генерации ННЗ  $I_{im}(t)$  считается равным  $\alpha I_t$ , где  $\alpha = \text{const}$  — коэффициент ионизации. Это физически оправдано, поскольку протуннелировавшие сквозь диэлектрик электроны оказываются в слабом поле ОПЗ

$$F \approx \frac{\Psi_s}{W} = \frac{qN_d W}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s} \approx 10^4 \text{ В/см}$$

при  $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\Psi_s \approx 0.9 \text{ В}$ ,  $W \approx 1 \text{ мкм}$ , в котором развитие лавинной ионизации невозможно. В несильно

легированном Si ( $N_d < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) даже минимальная ширина обедненного слоя в равновесии при глубокой инверсии составляет

$$W_\infty = \left[ 4\varepsilon_0 \varepsilon_s k T \frac{\ln(N_d/n_i)}{q^2 N_d} \right]^{1/2} \gg \frac{h\varepsilon_s}{\varepsilon_i},$$

где  $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике. Поэтому  $h\varepsilon_s/\varepsilon_i W \ll 1$  и выражение (4) упрощается:

$$\begin{aligned} I(t) - I_g(t) &\equiv \Delta I(t) \approx (1 + \alpha) I_t(t), \\ I_t(t) &\approx \frac{\Delta I(t)}{1 + \alpha}, \quad I_{im}(t) \approx \frac{\alpha \Delta I(t)}{1 + \alpha}. \end{aligned} \quad (5)$$

Плотность туннельного тока равна

$$j_t = A V_i^2 \exp\left(-\frac{B \Phi_g^{3/2} h}{V_i}\right), \quad (6)$$

где  $A \approx \text{const}$ ,  $B = 4(2m_i^*)^{1/2} \theta(u)/3q\hbar$ ,  $\theta(u)$  — функция Нордгейма,

$$u = \left[ \frac{2q^3 F_i (\tilde{\varepsilon}_s - \tilde{\varepsilon}_i)}{(\tilde{\varepsilon}_s - \tilde{\varepsilon}_i) \tilde{\varepsilon}_i \Phi_g^2} \right]^{1/2}$$

(см. [9,10]),  $h$  — толщина окисла,  $\Phi_g$  — барьер на контакте затвор-окисел,  $m_i^*$  — эффективная масса электрона в окисле,  $F_i = V_i/h$  — электрическое поле в окисле;  $\tilde{\varepsilon}_i$  и  $\tilde{\varepsilon}_s$  — высокочастотные диэлектрические проницаемости окисла и полупроводника.

Из (2) и (3) вытекает, что для типичной Si-МОП структуры ( $\varepsilon_s = \tilde{\varepsilon}_s = 11.9$ ,  $\varepsilon_i = 3.9$ ,  $\tilde{\varepsilon}_i = 2.13$ ,  $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) с толщиной подзатворного окисла  $h = 100 \text{ \AA}$  при обедняющем напряжении, равном, например,  $V_g = -7 \text{ В}$  (при этой оценке полагаем  $V_{g0} = 0$ ), поле в окисле в начальный момент времени  $t = 0$ ,  $p_s = 0$  составляет

$$F_{i0} = \frac{V_{i0}}{h} = \frac{|V_g - \Psi_{s0}|}{h} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ В/см},$$

при этом

$$F_{i0} \equiv F_i|_{t=0}, \quad V_{i0} \equiv V_i|_{t=0}, \quad \Psi_{s0} \equiv \Psi_s|_{t=0}.$$

В таких электрических полях туннельный эффект несуществен. Между тем по мере термической генерации дырок и их накопления у поверхности Si начнется перераспределение напряжения  $V_g$  между окислом и слоем обеднения Si. Согласно (1)–(3) с увеличением слоевой концентрации дырок  $p_s$  напряжение  $V_i$  будет расти, а величина  $|\Psi_s|$  — падать. При достижении равновесного состояния инверсии ( $t = t_\infty$ ,  $p_s = p_{s\infty}$ ) потолок валентной зоны окажется вблизи уровня Ферми Si, и в результате получаем

$$|\Psi_{s\infty}| \equiv |\Psi_s|_{t=t_\infty} \approx \frac{E_g - E_F}{q} \approx 0.88 \text{ В},$$

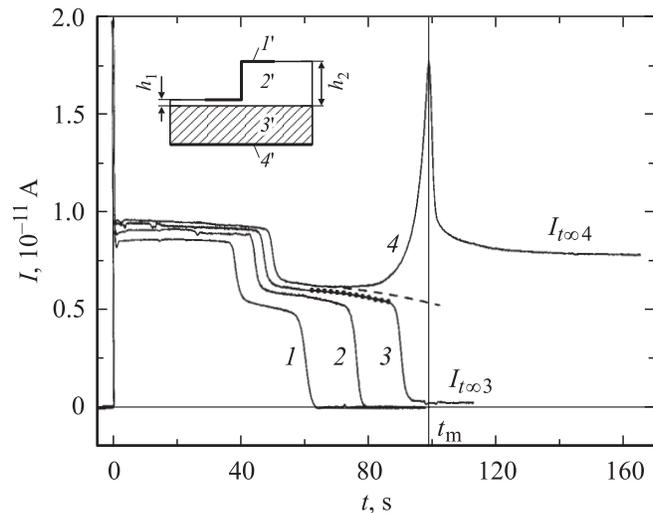
где  $E_g = 1.12$  эВ — ширина щели Si, а  $E_F \approx 0.24$  эВ — энергия Ферми ( $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 293$  К). Тогда

$$F_{i\infty} \equiv F_i|_{t \rightarrow \infty} \approx \frac{|V_g - \Psi_{s\infty}|}{h} = 6.12 \cdot 10^6 \text{ В/см},$$

и туннельная проводимость окисла должна стать значимой [11]. Туннелирование, разумеется, начинается при меньших значениях  $F_i$ , стимулируя генерацию ННЗ, повышение темпа которой вследствие ударной ионизации приведет к ускорению роста  $V_i$  и  $F_i$ , что в свою очередь увеличит туннельный ток и т.д. Процесс нарастания тока завершится либо электрическим пробоем структуры (при достаточно больших  $|V_g|$ ), либо его относительно резким спадом (вследствие „включения“ рекомбинации дырок) и переходом к квазиравновесному состоянию инверсии со стационарным туннельным током.

Из рассмотренной качественной картины явствует специфическая кинетика переходного процесса: начиная с некоторого критического значения  $|V_g|$  на зависимостях  $I(t)$  следует ожидать появления резких пиков тока с крутонарастающими и спадающими ветвями. В величину этих пиков — вплоть до прихода ОПЗ к равновесию, а туннельного тока к стационарному уровню — будут вносить вклад как ударная генерация ННЗ, так и туннельный ток. Очевидно, что до начала резкого подъема тока на зависимости  $I(t)$  должен существовать латентный период, длительность которого лимитируется темпом термической генерации ННЗ по ее известным каналам (поверхностному и объемному [6,7,12,13], периферическому [7,14–17]), а также диффузией ННЗ из электронейтрального объема полупроводника [6]. В кремневых структурах последний канал эффективен лишь при температурах  $T > 373$  К. Современный высококачественный Si обычно не содержит объемных уровней, локализованных вблизи середины его щели, которые могли бы являться центрами рождения электронно-дырочных пар в ОПЗ. Как показано в работах [7,13], поверхностная генерация ННЗ за обозримое время не вносит существенного вклада в заряд инверсионного слоя, поскольку на ее основной стадии ( $p_s > 10^4 \text{ см}^{-2}$ ) темп рождения электронно-дырочных пар оказывается весьма низок ( $G_{ss} \approx 10 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ) вследствие быстрого установления (за время  $t \approx 10^{-5} \text{ с}$ ) квазиравновесия между поверхностными центрами генерации и зонами основных и неосновных носителей заряда полупроводника. Таким образом, в высококачественной МДП структуре с планарно однородным диэлектриком реально существует единственный генерационный канал, обусловленный краевым эффектом [7,14–17].

Эффект краевой генерации легко усилить в МДП структуре с двухступенчатым подзатворным диэлектриком и общим полевым электродом [7] (см. рис. 2, вставка). В такой структуре при  $t = 0$  и достаточном обедняющем напряжении ( $|V_g| \approx |\Psi_{s0}| > E_g/q$ ) под затвором возникнут две потенциальные ямы с различной глубиной:  $\Psi_{s01}$  ( $h = h_1 = 100 \text{ \AA}$ ) и  $\Psi_{s02}$  ( $h = h_2 = 3200 \text{ \AA}$ ). Первая яма, очевидно, окажется глубже второй. Генерация дырок в мелкой яме будет происходить в безрекомбинационном режиме, т.е. с максимально возможным темпом,



**Рис. 2.** Кинетика генерации неосновных носителей заряда при обедняющих потенциалах затвора  $V_g$  в  $n$ -Si-МОП структуре со ступенчато-неоднородным подзатворным окислом. Напряжение на затворе  $V_g$ , В: 1 — (–4.4), 2 — (–5.4), 3 — (–6.4), 4 — (–7.4). Точки на кривой 3 и штриховая линия — различные расчетные аппроксимации зависимости  $I(t)$ .  $I_{t\infty 3}$ ,  $I_{t\infty 4}$  — стационарные туннельные токи. На вставке — схематический вид Si-МДП структуры с планарно-неоднородным окислом: 1' — полевого электрода, 2' — окисел (толщины  $h_1 = 100 \text{ \AA}$  и  $h_2 = 3200 \text{ \AA}$ ), 3' — Si, 4' — тыловая металлизация.

поскольку до выравнивания величины  $\Psi_s$  под тонким и толстым диэлектриком ( $\Psi_{s1} \approx \Psi_{s2}$ ) дырки из мелкой ямы будут непрерывно стекать в глубокую. В результате общий темп рождения дырок возрастет, а время прихода структуры к равновесию и длительность латентного периода сократятся. При наличии независимого канала периферической генерации ННЗ на фоне обусловленного им тока зависимость  $I(t)$  опишет „плоскую“ начальную ступеньку, связанную с генерацией дырок в мелкой яме [7].

На рис. 2 представлены для различных значений  $V_g$  типичные зависимости  $I(t)$ , измеренные на  $n$ -Si-МОП структуре с двухступенчатым окислом при 293 К в полностью затемненной герметизированной воздушной камере на компьютеризированной установке [18]. Параметры этой структуры Al- $n^+$ -Si-SiO<sub>2</sub>- $n$ -Si-P-Al: ориентация подложки  $n$ -Si:P — (100), концентрация фосфора  $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $S_1 = 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$  и  $S_2 = 4.405 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$  — площади затвора под тонким ( $h_1$ ) и толстым ( $h_2$ ) слоями окисла.

Эволюция зависимостей  $I(t)$  с ростом  $|V_g|$  полностью согласуется с рассмотренными физическими представлениями. При относительно небольших  $|V_g|$  ток  $I(t)$  имеет две ступеньки. Первая из них обусловлена перетеканием дырок, генерируемых в безрекомбинационном режиме через пограничные состояния в мелкой яме (под толстым окислом) в глубокую яму (под тонкий окисел), а вторая — связана с генерацией дырок по периферии полевого электрода [7]. С увеличением  $|V_g|$

вначале возникает третий (стационарный) уровень тока ( $I_{t\infty 3} = 3.080 \cdot 10^{-13}$  А, кривая 3), а затем в области второй ступеньки появляется минимум тока, переходящий в резкий пик (при  $t = t_m$ ), завершающийся выходом на новый стационарный уровень  $I = I_{t\infty 4} = 7.787 \cdot 10^{-12}$  А (кривая 4). Далее будет показано, что  $I_{t\infty 3}$ ,  $I_{t\infty 4}$  это стационарные туннельные токи сквозь тонкий окисел.

Идентификация по зависимости типа 4 ( $V_g = V_{g4} = -7.4$  В, рис. 2) вкладов в ток  $I(t) = I_4(t)$  от эффектов туннелирования  $I_t(t)$  и ударной генерации  $I_{im}(t)$  [см. (5)], а также восстановление туннельной ВАХ требуют определения значений  $V_{g0}$  и  $\alpha$ . Наиболее близкая к кривой 4 зависимость 3 —  $I_3(t)$ ,  $V_g = V_{g3} = -6.4$  В — не содержит особенностей, связанных с ударной генерацией дырок. Численное интегрирование этой зависимости по времени до момента установления равновесного состояния инверсии [ $t = t_\infty$ ,  $I_3(t_\infty) = I_{t\infty 3}$ ] определяет равновесную плотность поверхностного заряда  $Q_{s\infty 3}(V_{g3})$  в инверсионном слое под тонким окислом:

$$\begin{aligned} Q_{s\infty 3}(V_{g3}) &= q[p_{s\infty 3}(V_{g3}) + N_d W_{\infty 3}(V_{g3})] \\ &= S_1^{-1} \int_0^{t_\infty} I_3(t, V_{g3}) dt. \end{aligned} \quad (7)$$

Строго говоря, уравнение (7) не является точным. В него следовало бы внести две поправки. Одна из них обусловлена сокращением в процессе релаксации ширины ОПЗ Si под тонким и толстым окислом, т.е. уменьшением слоевой плотности ионизованных доноров, а вторая — ответвлением части общего тока  $I(t)$  в область структуры под толстым окислом и образованием соответствующего слоя инверсии. Однако, как замечено в работе [7], эти поправки имеют противоположные знаки и практически компенсируют друг друга. При необходимости обе поправки легко учитываются посредством итераций [7]. Интегрирование в (7) дает значение  $Q_{s\infty 3}(V_{g3}) = 1.745 \cdot 10^{-6}$  Кл · см<sup>-2</sup>, так как  $p_{s\infty 3} + N_d W_{\infty 3} = 1.089 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> при  $V_{g3} = -6.4$  В.

С другой стороны,  $Q_{s\infty 3}(V_{g3})$  определяется выражением [19]

$$\begin{aligned} Q_{s\infty 3}(V_{g3}) &= \frac{\sqrt{2}\epsilon_0\epsilon_s kT}{qL_n} \left\{ \exp\left(\frac{q\Psi_{s\infty 3}}{kT}\right) - \frac{q\Psi_{s\infty 3}}{kT} - 1 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{n_i}{N_d}\right)^2 \left[ \exp\left(-\frac{q\Psi_{s\infty 3}}{kT}\right) + \frac{q\Psi_{s\infty 3}}{kT} - 1 \right] \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $L_n = (\epsilon_0\epsilon_s kT/q^2 N_d)^{1/2}$  — дебаевская длина. Приравняв правые части (7) и (8), получаем трансцендентное уравнение, определяющее равновесный поверхностный потенциал  $\Psi_{s\infty 3}(V_{g3}) = -0.931$  В. Подставляя в (1) значения  $p_{s\infty 3}(V_{g3}) + N_d W_{\infty 3}(V_{g3})$  и  $\Psi_{s\infty 3}(V_{g3})$ , находим при  $V_{g3} = -6.4$  В величину  $V_{g0} = 0.408$  В. Следуя (1), имеем

$$V_{i\infty 3} = V_{g3} - \Psi_{s\infty 3}(V_{g3}) = -5.469$$

и поле в тонком окисле

$$F_{i\infty 3} = V_{i\infty 3}/h_1 = 5.469 \cdot 10^6 \text{ В/см.}$$

Выражая для зависимости 4 из уравнения (1) равновесный заряд инверсионного слоя

$$\begin{aligned} Q_{s\infty 4}(V_{g4}) &= q[p_{s\infty 4}(V_{g4}) + N_d W_{\infty 4}(V_{g4})] \\ &= \epsilon_0\epsilon_i h_1^{-1} [-V_{g4} + \Psi_{s\infty 4}(V_{g4}) - V_{g0}] \end{aligned}$$

и приравнивая правую часть этого равенства к правой части (8) с заменой в ней  $\Psi_{s\infty 3} \rightarrow \Psi_{s\infty 4}$ , получаем уравнение для определения  $\Psi_{s\infty 4}(V_{g4})$  при  $V_{g4} = -7.4$  В,  $V_{g0} = 0.408$  В. Его решение —  $\Psi_{s\infty 4}(V_{g4}) = 0.940$  В. Тогда

$$V_{i\infty 4} = V_{g4} - \Psi_{s\infty 4}(V_{g4}) = -6.46 \text{ В,}$$

$$p_{s\infty 4} + N_d W_{\infty 4} = 1.303 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2},$$

$$Q_{s\infty 4} = 2.087 \cdot 10^{-6} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$$

при  $V_g = -7.4$  В.

В итоге регистрируем две точки на стационарной ВАХ, соответствующие туннельному току:  $I_{t\infty 3}(V_{i\infty 3})$ ,  $I_{t\infty 4}(V_{i\infty 4})$ .

Перейдем к оценке  $\alpha$ . Учитывая плавность вторых ступенек на зависимостях 1–3 (рис. 2) и наличие на них областей эквидистантности, будем полагать, что при отсутствии туннельной проводимости окисла кривая 4 имела бы характер, подобный характеру кривой 3. Аппроксимируем зависимость  $I(t)$  в области плато второй ступеньки на кривой 3 полиномом вида

$$\tilde{I}_{g3}(t) = \tilde{I}_{03}(t_{03}) - \kappa(t - t_{03}) - \gamma(t - t_{03})^2.$$

Его коэффициенты  $\tilde{I}_{03}(t_{03})$ ,  $\kappa$  и  $\gamma$  находятся методом наименьших квадратов. Результаты аппроксимации с коэффициентами

$$\tilde{I}_{03}(t_{03}) = 5.98 \cdot 10^{-12} \text{ А}$$

при

$$t_{03} = 62 \text{ с, } \kappa = 9.11 \cdot 10^{-15} \text{ А/с, } \gamma = 4.11 \cdot 10^{-16} \text{ А/с}^2$$

изображены точками на кривой 3. Этим же полиномом  $\tilde{I}_{g4}(t)$  с заменой  $t_{03} \rightarrow t_{04}$ ,  $\tilde{I}_{03}(t_{03}) \rightarrow \tilde{I}_{04}(t_{04}) = 6.33 \cdot 10^{-12}$  А при  $t_{04} = 62.5$  с область плато второй ступеньки кривой 4 —  $I_{g4}(t)$  — экстраполируется вплоть до максимума тока при  $t \approx t_m$  (штриховая линия). Функция  $\tilde{I}_{g4}(t)$  хорошо описывает зависимость  $I_{g4}(t)$  в диапазоне  $62.5 \lesssim t \lesssim 68$  с, а штриховая линия эквидистантна кривой 3 на интервале  $62 < t < 85$  с. Разность значений токов между нарастающей ветвью кривой 4 и штриховой линией, являющейся приближением тока термогенерации в отсутствие туннельного эффекта, при  $t \lesssim t_m$  —  $\Delta I(t)$  — содержит лишь компоненты, обусловленные туннелированием и ударной генерацией ННЗ [см. (5)]. На кривой 4 должна существовать точка  $t = t_x$  такая, что  $V_{i4}(t_x) = V_{i\infty 3}$ , где  $V_{i\infty 3} = V_{g3} - \Psi_{s\infty 3} = -5.469$  В, а  $I_t(t_x, V_{i4}) = I_{t\infty 3}(V_{i\infty 3}) = 3.08 \cdot 10^{-13}$  А — стационарный

туннельный ток на кривой 3. Уравнение для определения точки  $t_x$  следует из (1) при  $V_{i4}(t_x) = V_{i\infty 3}$ :

$$-\varepsilon_0 \varepsilon_i S_1 h_1^{-1} (V_{i\infty 3} + V_{g0}) = q S_1 [p_{s4}(t_x) + N_d W_4(t_x)]$$

$$= \int_0^{t_x} I_4(t) dt \Big|_{V_g = -7.4 \text{ В}} \quad (9)$$

Интегрируя зависимость  $I_4(t)$  (рис. 2) до получения заряда

$$S_1 Q_{s\infty 3}(V_{g3}) = -\varepsilon_0 \varepsilon_i S_1 h_1^{-1} (V_{i\infty 3} + V_{g0})$$

$$= 6.981 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$$

находим  $t_{x0} = 84.8 \text{ с}$ ,  $\Delta I(t_{x0}) = (1 + \alpha_0) I_{t\infty 3} = 6.406 \cdot 10^{-12} \text{ А}$  и  $\alpha_0 = 1.08$ . Это значение  $\alpha_0$  — нулевое приближение — заведомо занижено, поскольку интеграл в (9) завышен на величину вклада от туннельного тока. Получим следующую итерацию. Для этого из подынтегрального выражения в (9) вычтем ток  $I_t(t) = \Delta I(t)/(1 + \alpha_0)$  и вновь определим  $t_x$ . В результате имеем:

$$t_x = t_{x1} = 85.1 \text{ с},$$

$$\Delta I(t_{x1}) = (1 + \alpha_1) I_{t\infty 3} = 6.752 \cdot 10^{-12} \text{ А}, \quad \alpha_1 = 1.19.$$

При следующей итерации величина  $\alpha$  не изменяется в пределах погрешности ( $\sim 10\%$ ), определяемой шумом тока, точностью ( $\sim 5\%$ ) и дискретностью (0.1 с) измерений. В результате получим  $\alpha = 1.2 \pm 0.2$ .

Существует независимый подход к определению  $\alpha$ . Замечая, что полный заряд, образующийся в результате протекшего (до наступления равновесия) во внешней цепи тока  $I_4(t, V_{g4})$ , отличается от равновесного заряда инверсионного слоя  $S_1 Q_{s\infty 4}(V_{g4}) = 8.35 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$  на величину интеграла от туннельного тока, имеем

$$\int_0^{t_m} I_4(t, V_{g4}) dt + \int_{t_m}^{t_\infty} [I_4(t, V_{g4}) - S_1 Q_{s\infty 4}(V_{g4})]$$

$$= \int_0^{t_m} I_t(t) dt + \int_{t_m}^{t_\infty} I_t(t) dt. \quad (10)$$

Первый член в левой части (10), равный  $8.36 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$ , много больше второго ( $0.25 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$ ). Поэтому вторым членом в правой части (10) можно пренебречь, и тогда

$$\int_0^{t_m} I_t(t) dt \approx 0.26 \cdot 10^{-10} \text{ Кл} \approx (1 + \alpha)^{-1} \int_0^{t_m} \Delta I(t) dt$$

$$= (1 + \alpha)^{-1} 0.59 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}, \quad \alpha = 1.27.$$

Эти значения хорошо согласуются с найденным выше коэффициентом ионизации.

Как явствует из зонной диаграммы (рис. 1), максимальная энергия  $E_{im}$ , которую может приобрести электрон, туннелирующий в ОПЗ Si со дна зоны проводимости окисла, равна  $\Phi_s + q|\Psi_{s\infty}| \approx 4.2 \text{ эВ}$  ( $\Phi_s \approx 3.23 \text{ эВ}$  [8],  $q|\Psi_{s\infty}| \approx 0.94 \text{ эВ}$ ). Эта величина  $E_{im}$  близка к средним энергиям рождения электронно-дырочных пар при облучении Si быстрыми электронами —  $3.6 \pm 0.4$  и  $4.5 \pm 1.5 \text{ эВ}$  [20]. Данный факт можно рассматривать как свидетельство адекватности механизма проявления туннельного эффекта в генерации ННЗ.

Соотношения (5) и (1) позволяют выразить в параметрической форме „динамическую“ ВАХ туннельного тока:

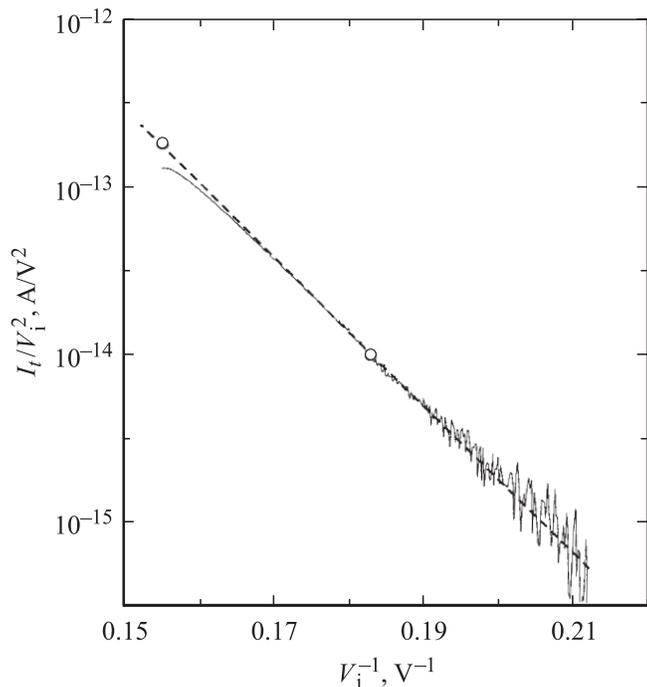
$$I_t(t, V_{g4}) = \frac{\Delta I(t)}{(1 + \alpha)}, \quad (11)$$

$$-V_{i4}(t, V_{g4}) = \frac{h_1}{\varepsilon_0 \varepsilon_i S_1} \int_0^{t_m} [I_4(t, V_{g4}) - (1 + \alpha)^{-1} \Delta I(t)] dt + V_{g0}. \quad (12)$$

Соответствующая выражениям (11) и (12) ВАХ представлена на рис. 3 в координатах Фаулера–Нордгейма сплошной тонкой линией. Точки отвечают уровням стационарных туннельных токов  $I_{t\infty 3}(V_{i\infty 3}, V_{g3})$  и  $I_{t\infty 4}(V_{i\infty 4}, V_{g4})$ . Штриховая линия — приближение к экспериментальной ВАХ по методу наименьших квадратов. Стационарные туннельные токи практически накладываются на „динамическую“ ВАХ.<sup>1</sup> Это указывает на применимость использованного подхода к анализу генерации ННЗ в МДП структурах при наличии туннельной проводимости тонкого диэлектрика и ударной ионизации. Большие флуктуации ВАХ в ее низкополевой области обусловлены значительным шумом туннельного тока, определяемого по разности двух сравнимых чисел  $\Delta I(t) = I_4(t, V_{g4}) - \tilde{I}_{g4}(t)$ . Однако шум хорошо усредняется по методу наименьших квадратов и фактически исчезает с ростом  $I_t(t, V_{g4})$ . Отклонение экспериментальной ВАХ вниз вблизи максимума тока ( $t = t_m$ ) обусловлено током рекомбинации, который не учитывался в рамках представленного анализа.

При  $\Psi_s = 0$  объемный заряд в полупроводнике  $q(p_s + N_d W) = 0$ , и  $V_g = -V_{g0} = V_{FB} < 0$  [см. (1)], где  $V_{FB} = -0.408 \text{ В}$  — напряжение „плоских зон“. Следовательно, при  $V_g = 0$  поверхность Si находится в состоянии обогащения электронами. Контактная разность потенциалов между  $n^+$ -Si и  $n$ -Si при  $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  составляет  $V_c = -0.5 \text{ В}$  [8] и отвечает значению  $V_{FBc} = -0.5 \text{ В}$ , т.е. более сильному обогащению поверхности Si при

<sup>1</sup> Угловой коэффициент ВАХ на рис. 3 меньше его расчетного значения  $V \Phi_g^{3/2} h_1 \lg e$  в 2 раза и более. Здесь  $m_i^* = 0.5 m_0$  [21],  $\theta(u) = 0.92$  [22],  $\Phi_g = \Phi_{n^+, Si} - \chi_{SiO_2} = 3.0 \text{ эВ}$ ,  $\Phi_{n^+, Si} = 3.9 \text{ эВ}$  — термодинамическая работа выхода  $n^+$ -Si,  $\chi_{SiO_2} = 0.9 \text{ эВ}$  — электронное сродство  $SiO_2$  [8],  $h_1 = 100 \text{ \AA}$ . Подобное расхождение типично для туннельных экспериментов с тонкими окислами ( $\lesssim 100 \text{ \AA}$ ), в которых наблюдается широкий разброс значений как эффективной массы электронов, туннелирующих сквозь  $SiO_2$ , так и разрыва зон на гетерогранице  $n$ -Si/ $SiO_2$  [21, 23–25].



**Рис. 3.** „Динамическая“ вольт-амперная характеристика туннельного тока сквозь тонкий окисел ( $h_1 = 100 \text{ \AA}$ ,  $V_g = -7.4 \text{ В}$ ) — тонкая сплошная линия. Штриховая линия — приближение экспериментальной характеристики по методу наименьших квадратов. Точки отвечают стационарным туннельным токам  $I_{t\infty 3}(V_{i\infty 3})$  при  $V_g = -6.4 \text{ В}$  и  $I_{t\infty 4}(V_{i\infty 4})$  при  $V_g = -7.4 \text{ В}$ .

$V_g = 0$ . Это означает, что в окисле присутствует фиксированный отрицательный заряд с поверхностной плотностью  $N_f^- = \Delta VC_i/q \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  ( $\Delta V_g = V_{FBc} - V_{FB} \approx 0.09 \text{ В}$ ,  $C_i = \epsilon_0 \epsilon_i / h_1 = 3.448 \cdot 10^{-7} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-2}$  — удельная „емкость окисла“,  $h_1 = 100 \text{ \AA}$ ).

Таким образом, учитывая продемонстрированную в работе [7] возможность определения по кинетике тока  $I(t)$  темпов поверхностной генерации дырок в безрекомбинационном режиме и в режиме квазиравновесия между свободными зонами полупроводника и поверхностными центрами генерации ННЗ, следует заключить, что достаточно простые измерения обеспечивают обширную информацию об электронных свойствах окисла и области его гетерограницы с полупроводником.

Длительность латентного периода, предшествовавшего возникновению туннельной проводимости окисла, а следовательно, и положению точки  $t_m$  (рис. 2), определяется темпом термогенерации ННЗ, зависящим от технологии формирования и геометрии МДП структуры, от  $V_g$ , температуры, времени выдержки образца в состоянии туннельного стресса, от состава окружающей атмосферы и от других факторов. Например, время достижения равновесного состояния инверсии в Si-MOP структуре с однородным по толщине окислом и с подавленным эффектом краевой генерации ННЗ может превышать  $10^4$  лет [7]. Поэтому время „включе-

ния“ туннельной проводимости окисла, определяющее положение точки  $t_m$  (латентный период), может быть необозримо велико. Аналогичная ситуация возникает при понижении температуры, а также в МДП структурах на основе широкощелевых полупроводников (SiC, GaN и пр.). При таких условиях время  $t_m$  становится однозначной функцией внешних воздействий, стимулирующих рождение электронно-дырочных пар (освещения, радиации, изменения природы внешней среды и т.д.), и может изменяться в очень широких пределах, включающих малые доли секунды, что целесообразно использовать для реализации различного рода интегрирующих и пороговых сенсоров.

Авторы признательны Н.Ф. Кухарской и Е.Л. Новиковой за помощь при обработке экспериментальных данных.

## Список литературы

- [1] V. Ioannou-Sougleridis, G. Vellianitis, A. Dimoulas. *J. Appl. Phys.*, **93**, 3982 (2003).
- [2] A. Kumar, M.V. Fischetti, T.H. Ning, E. Gusev. *J. Appl. Phys.*, **94**, 1728 (2003).
- [3] P.W. Peacock, J. Robertson. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 2025 (2003).
- [4] Z.-W. Fu, W.-Y. Liu, C.-L. Li et al. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5008 (2003).
- [5] G. Apostolopoulos, G. Vellianitis, A. Dimoulas et al. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 260 (2004).
- [6] *Приборы с зарядовой связью*, под ред. М. Хоувза, Д. Моргана (М., Энергоиздат, 1981).
- [7] А.Г. Ждан, Е.И. Гольдман, Ю.В. Гуляев, Г.В. Чучева. *ФТП*, **39**(6), 697 (2005).
- [8] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [9] L.W. Nordheim. *Phys. Zs.*, **30**, 177 (1929).
- [10] Р. Фишер, Х. Нойман. *Автоэлектронная эмиссия полупроводников* (М., Наука, 1971).
- [11] H. Ushizaka. *J. Appl. Phys.*, **91**, 9204 (2002).
- [12] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Сумарока. *ФТП*, **26**, 2048 (1992).
- [13] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан. *Микроэлектроника*, **23**, 3 (1994).
- [14] D.K. Schroder. *Sol. St. Electron.*, **13**, 577 (1970).
- [15] D.K. Schroder, J. Guldborg. *Sol. St. Electron.*, **14**, 1285 (1971).
- [16] Y. Kano, A. Shibata. *Jap. J. Appl. Phys.*, **11**, 1161 (1972).
- [17] В.А. Гергель, В.А. Зимогляд, Н.В. Зыков, В.В. Ракигин. *Микроэлектроника*, **17**, 496 (1988).
- [18] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. *ПТЭ*, № 6, 677 (1997).
- [19] C.G.V. Garrett, W.H. Brattain. *Phys. Rev.*, **99**, 376 (1955).
- [20] В.С. Вавилов. *Действие излучений на полупроводники* (М., Физматгиз, 1963).
- [21] A. Khairurrijal, W. Mizubayashi, S. Miyazaki, M. Hirose. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3580 (2000).
- [22] E.I. Goldman, N.F. Kukharskaya, A.G. Zhdan. *Sol. St. Electron.*, **48**, 831 (2004).

- [23] L.A. Kasprzak, R.B. Laibowitz, M. Ohring. J. Appl. Phys., **48**, 4281 (1977).
- [24] S. Horiguchi, H. Yoshino. J. Appl. Phys., **58**, 1597 (1985).
- [25] M. Städele, F. Sacconi, A. Di Carlo, P. Lugli. J. Appl. Phys., **93**, 2681 (2003).

*Редактор Т.А. Полянская*

## **A manifestation of the tunnel conductivity of a thin gate oxide in the minority carrier generation kinetics of metal–dielectric–semiconductor structures**

*A.G. Zhdan, G.V. Chucheva, E.I. Goldman*

Institute of the Radio Engineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
141190 Fryazino, Russia

**Abstract** Current kinetics  $I(t)$  of the minority carrier (MC) generation in Al- $n^+$ -Si-SiO<sub>2</sub>- $n$ -Si structures with a tunnel penetrable oxide finds the unusual form. Under depleting gate potentials ( $V_g < 0$ ) on curves  $I(t)$  sharp peaks occur. Dropping branches of these peaks go out on a stationary current level, showing an extensive growth with the increase of  $|V_g|$ . Observed particularities are related with the tunnel conductivity of a thin (100 Å) oxide and with the impact generation of electron–hole pairs in space charge region (SCR) of Si, tunneling hot electrons in SCR. Within the framework of these representations the algorithm of the quantitative description of experimental data is developed. This algorithm makes it possible to out total current  $I(t)$  of components, due to the thermal and impact generation, and the tunnel current component too. The impact ionization coefficient ( $\alpha = 1.2 \pm 0.2$ ) and the energy of hot electrons in Si SCR ( $E_{im} = 4.23$  eV) are determined. Dynamic and stationary votage current characteristics of the current through an oxide coincide and follow the Fowler–Nordheim law. The position of the current maximum is controlled by external actions. These actions stimulate the MC birth that it can be used for the creation of integrating and threshold sensors.