

©1994 г.

«ЭФФЕКТ РЕЗЕРВУАРА» ПРИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕЛОКАЛИЗАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА У МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ КРЕМНИЙ-ОКИСЕЛ

Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.Н. Пономарев

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120, Фрязино, Россия
(Получена 16 марта 1994 г. Принята к печати 10 мая 1994 г.)

Проведены экспериментальные исследования электрической релаксации границы раздела Si-SiO₂ от состояния глубокого неравновесного обеднения к равновесию. Показано, что релаксационные сигналы — временные и температурные зависимости тока разряда и высокочастотной емкости Si-MOS структуры — не отвечают классическим представлениям об опустошении локализованных электронных состояний, связанных либо с микроскопическими дефектами, либо с флуктуационным потенциалом. Развита модель макроскопических образований в объеме окисла и у границы его раздела с полупроводником, позволяющая объяснить все основные особенности наблюдавшихся релаксационных сигналов переполаризацией макроскопических образований в толще окисла и изменением заполнения пограничных макроскопических резервуаров (сгустков локализованных электронных состояний), являющихся коллективными центрами захвата для основных носителей заряда.

Время релаксации неравновесного состояния границы раздела (ГР) полупроводник-диэлектрик, индуцированного обеднением поверхности полупроводника основными носителями заряда, определяется, как правило, темпом перезарядки локализованных в области ГР электронных состояний (ЛЭС), природу которых обычно связывают либо с точечными дефектами [1], либо с флуктуационным потенциалом [2]. Между тем такие представления о природе ЛЭС не позволяют объяснить некоторые существенные экспериментальные факты, например аномально высокие скорости спонтанной генерации неосновных носителей заряда (ННЗ) у ГР Si-SiO₂ [3,4]. Опыт показывает, что и термическую делокализацию основных носителей заряда далеко не всегда удается описать, исходя из классических представлений о природе ЛЭС [1,2].

На рис. 1-3 приведены типичные экспериментальные данные по термостимулированной релаксации кремниевой МОП структуры (Al-поликремний-SiO₂-Au), полученной термическим окислением *n*-Si марки КЭФ-25 с ориентацией (100) в сухом кислороде при температуре

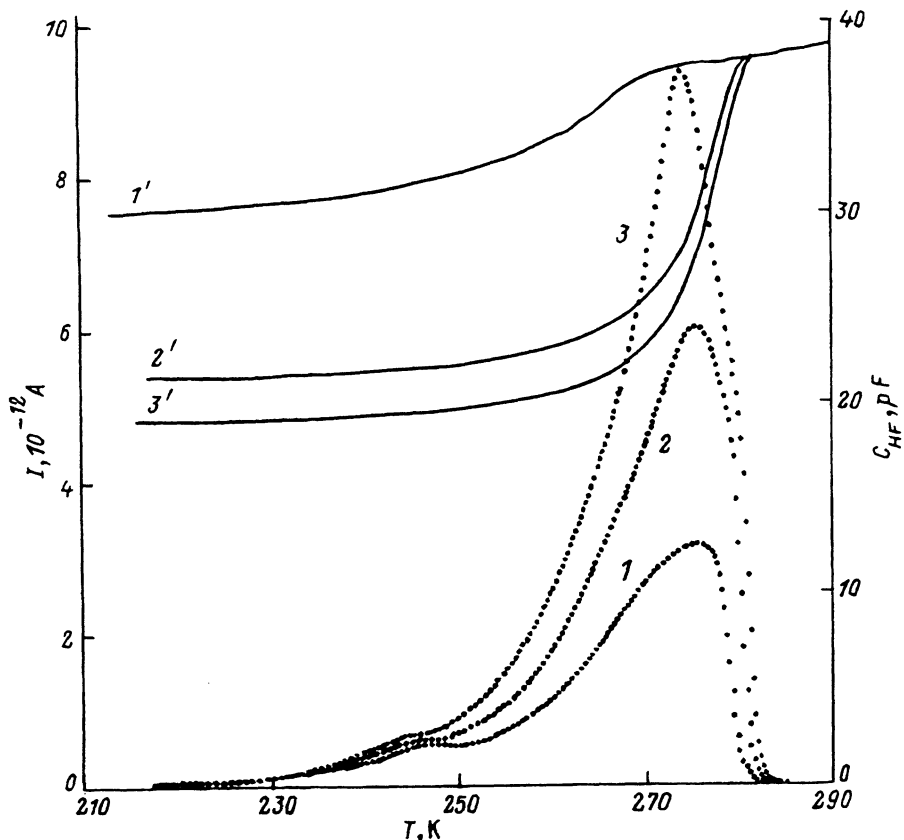


Рис. 1. Температурные зависимости тока перезарядки $I(T)$ (1-3) и высокочастотной емкости $C_{HF}(T)$ (1'-3') Si-MOП структуры в режиме $V_g = \text{const}$. Параметры структуры: толщина окисла $h = 1200 \text{ \AA}$, площадь затвора $A = 10^{-2} \text{ см}^2$, концентрация фосфора в Si $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Значения $-V_g$, В: 1, 1' — 6, 2, 2' — 7.3, 3, 3' — 8.

1100 °С. Опыты выполнялись следующим образом. При температуре $T = 300 \text{ К}$ поверхность кремния обогащалась основными носителями заряда. Образец охлаждался до 130 К, переключением полевого напряжения V_g переводился в состояние неравновесного обеднения и затем нагревался с постоянной скоростью $\beta = dT/dt = 0.15 \text{ град/с}$. В процессе нагрева регистрировались два релаксационных сигнала — ток перезарядки I и высокочастотная емкость структуры C_{HF} . Более подробно методика и техника эксперимента описаны в [5].

Представленную совокупность экспериментальных данных нельзя объяснить в рамках [1,2]. Как явствует из рис. 1, при сильном неравновесном обеднении (большие стартовые изгибы зон $U_{so} \geq 1 \text{ эВ}$) зависимости $I(T)$ обнаруживают два пика. Высокотемпературные пики, очевидно, связаны с генерацией неравновесных дырок, о чем свидетельствуют характерные изломы на зависимостях $C_{HF}(T)$ в окрестности резкого спада тока и выход этих зависимостей на единую прямую, отвечающую квазиравновесному состоянию МОП структуры

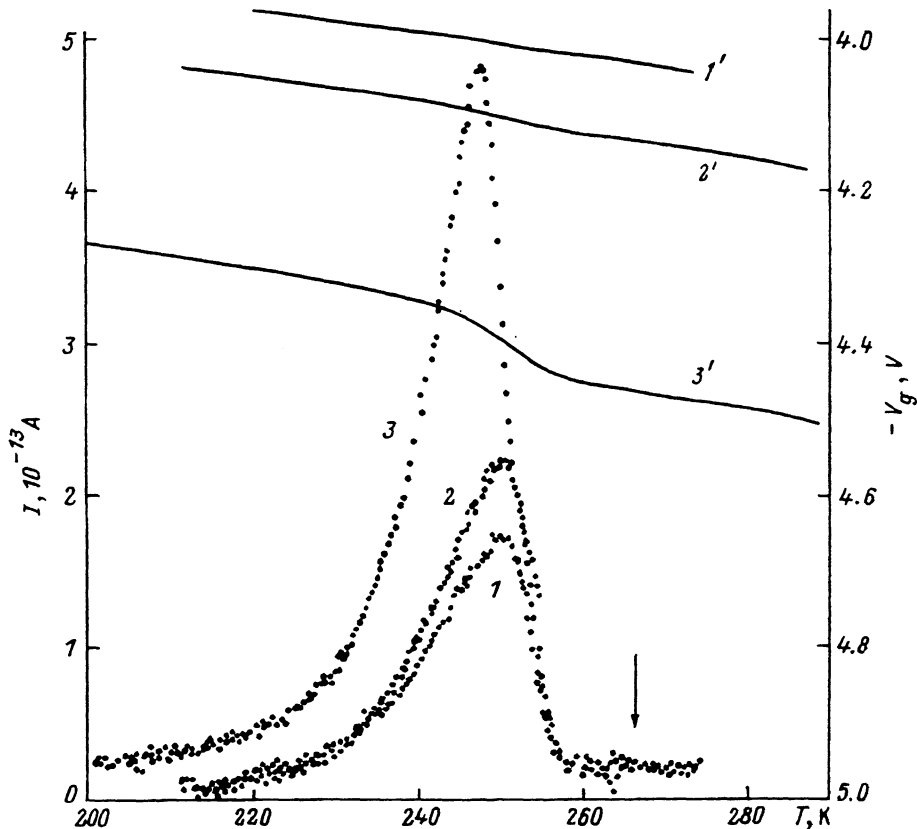


Рис. 2. Температурные зависимости тока перезарядки $I(T)$ (1-3) и напряжения смещения $V_g(T)$ (1'-3') в режиме $C_{HF} = \text{const}$. Поверхностный потенциал полупроводника U_s , эВ: 1' — 0.17, 2' — 0.24, 3' — 0.38. Параметры структуры приведены в подписи к рис. 1.

[3,5,6]. При этом первый низкотемпературный пик-предвестник, казалось бы, естественно связать с опустошением глубоких уровней, играющих роль центров генерации дырок [6]. Однако, согласно [6], энергия активации, определяемая по области начального нарастания тока, для пика-предвестника должна быть равна глубине такого уровня $E_t < E_g/2$ (E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника), а для пика генерации ННЗ равна $(E_g - E_t)$. Это противоречит данным эксперимента (рис. 3), свидетельствующим о единой энергии активации¹ обоих процессов $\approx 0.6 \text{ эВ} > E_g/2$. Качественные расхождения между предсказываемым [6] и наблюдаемым (рис. 1,2) поведением пиков-предвестников заключаются также в смещении пиков с ростом $|V_g|$ к низким температурам и в увеличении их амплитуды и площади, достигающем насыщения при некоторых, достаточно высоких $|V_g|$. Эти

¹ Если глубокий уровень, являющийся центром генерации ННЗ, расположен у середины запрещенной зоны полупроводника, то опустошение уровня и рождение электронно-дырочных пар протекают одновременно, и на кривой должен проявляться единственный экстремум [6,7].

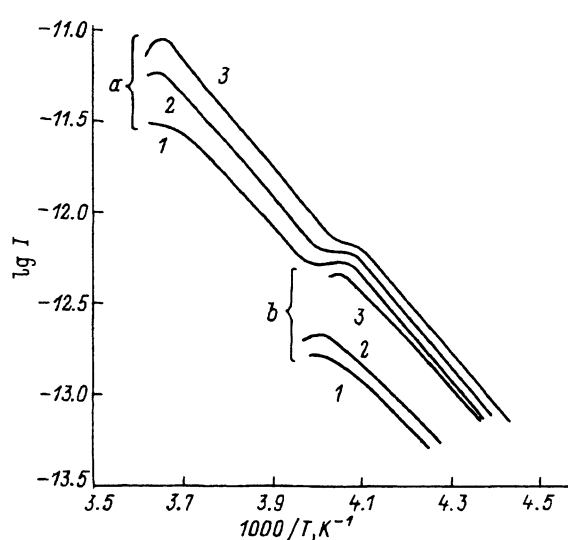


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $I(T)$ по данным рис. 1 (семейство кривых a) и 2 (семейство кривых b) в координатах Аррениуса. Нумерация графиков отвечает нумерация рис. 1, 2.

расхождения особенно наглядно проявляются на кривых $I(T)$ (рис. 2), полученных при малых изгибах зон $U_s < 0.5$ эВ, когда генерация ННЗ малосущественна.² Видно, что форма этих пиков аномальна: ток нарастает с постоянной, но меньшей, чем для кривых рис. 1, энергией активации вплоть до максимума, за которым следует крайне резкий спад (рис. 3).

Низкотемпературные пики нельзя также связывать с опустошением ЛЭС, имеющих гладкий спектр, например, с опустошением ЛЭС, обусловленных флуктуациями поверхностного потенциала [2], ибо для таких ситуаций характерны плавные зависимости $I(T)$, не содержащие, как правило, каких-либо резких особенностей [8]. Отметим также существенные отклонения зависимостей $V_g(T)$ в режиме $C_{HF} = \text{const}$ (рис. 2) от классического соотношения

$$\Delta(V_g - V_c) = (\beta C_i)^{-1} \int I(T) dT,$$

где ΔV_g — изменение напряжения на затворе, обеспечивающее поддержание заданного значения C_{HF} , ΔV_c — изменение контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником, обусловленное температурным смещением уровня Ферми в кремнии, C_i — геометрическая емкость диэлектрического промежутка. Именно «ступенька» на кривых $\Delta V_g(T)$ в области пиков тока либо практически не наблюдается (малые изгибы зон, рис. 2, кривая 1'), либо оказывается заметно меньше значения, отвечающего вытекшему заряду (рис. 2, кривые 2', 3').

² Кривые $I(T)$ на рис. 2 получены в режиме $C_{HF} = \text{const}$. В этом режиме отсутствует вклад в измеряемый ток от тока смещения, обусловленного сужением в процессе релаксации области пространственного заряда полупроводника. Поскольку в этом режиме при генерации ННЗ невозможно наблюдать переход структуры к равновесию (начальное значение C_{HF} меньше равновесного), данные рис. 1 получались в режиме $V_g = \text{const}$, а в измеренные значения тока $I(T)$ вводились поправки на ток смещения [5].

Этот факт можно понять, предположив, что заряд в процессе релаксации вытекает из глубины диэлектрика, почти от его границы с металлом. В этом легко убедиться, рассчитав по экспериментальным данным мгновенное значение координаты Z_c центра вытекающего заряда величиной $Q = (A\beta)^{-1} \int I(T)dT$ (A — площадь затвора). По определению [9],

$$Z_c = \frac{d}{dQ} \left(\int_{-h}^0 z\rho(z)dz + (\kappa_s/\kappa_i) \int_0^{\infty} z\rho(z)dz \right). \quad (1)$$

где $\rho(z)$ — плотность локализованного заряда, h — толщина окисла, κ_i и κ_s — диэлектрические проницаемости SiO_2 и Si соответственно, z — координата по нормали к ГР (в полупроводнике $z > 0$, в диэлектрике $z < 0$). В режиме $C_{HF} = \text{const}$ значения Z_c вычисляются по данным измерений зависимостей $I(T)$ и $V_g(T)$ из соотношения [9]

$$Z_c = \frac{\beta C_i h}{I(T)} \cdot \frac{d[V_g(T) - V_c(T)]}{dT} - h. \quad (2)$$

Здесь $V_c(T) = F/q = (kT/q) \ln(N_c/N_D)$, F — энергия Ферми в объеме полупроводника, k — постоянная Больцмана, q — элементарный заряд, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости кремния, N_D — концентрация доноров. Поскольку Z_c , безотносительно к механизму делокализации электронов, отражает электростатическую связь между изменением дипольного момента локализованного заряда, обусловленным его стеканием, и величиной Q , целесообразно анализировать не временные (температурные) зависимости Z_c , а функции $Z_c(Q)$. Соответствующие графики, построенные по данным рис. 2, приведены на рис. 4, из которого явствует, что при малых изгибах зон $U_{s0} < 0.4$ эВ вытекающий заряд расположен вблизи металла (кривые 1-3), а его координата в процессе релаксации практически не изменяется. С увеличением изгиба зон $|Z_c|$ уменьшается ($Z_c < 0$), т.е. центр заряда смещается к ГР, причем Z_c с ростом Q приближается к поверхности кремния (кривая 4). Эти зависимости $Z_c(U_{s0}, Q)$ нельзя объяснить опустошением ЛЭС в объеме окисла, поскольку в исследованных структурах отсутствуют ощутимые на уровне детектирования $\sim 5 \cdot 10^{-15}$ А стационарные сквозные токи (сравни с током $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ А в максимуме кривой 1 на рис. 2). Обосновать малый сквозной ток сильным захватом электронов в окисле также нельзя, так как в этом случае Z_c должно определяться только пространственным расположением ЛЭС и не зависеть от U_{s0} .

Таким образом, для интерпретации экспериментальных данных необходимо привлечь дополнительный, «незарядовый» механизм релаксации полевого напряжения V_g . В качестве такого механизма естественно рассмотреть переполнизацию диэлектрика, обусловленную стеканием заряда с ГР. Пусть SiO_2 содержит некие поляризующиеся электрическим полем образования с объемной концентрацией K_i и индуцированным на каждом из них дипольным моментом p . Тогда электрическое поле в окисле \mathcal{E}_i можно представить в виде

$$\mathcal{E}_i = \mathcal{E}^* + \tilde{\mathcal{E}}_i = \mathcal{E}^* + 2\kappa_s U_s / \kappa_i W + 4\pi Q / q \kappa_i - 4\pi K_i p / \kappa_i,$$

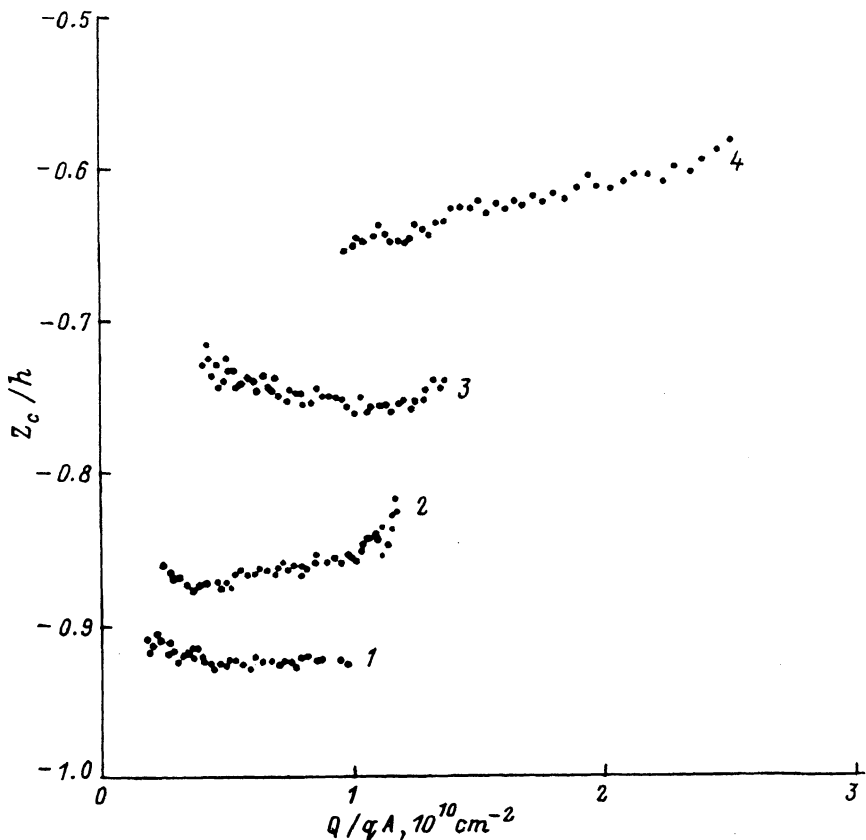


Рис. 4. Зависимости нормированной на толщину диэлектрика h координаты Z_c от величины вытекающего заряда Q при различных изгибах зон V_{s0} , режим $C_{HF} = \text{const}$. U_{s0} , эВ: 1 — 0.14, 2 — 0.17, 3 — 0.24, 4 — 0.38.

где \mathcal{E}^* — неизменная составляющая поля, обусловленная, например, фиксированным зарядом в окисле, W — ширина слоя обеднения в полупроводнике. При этом из определения (1) следует

$$Z_c \equiv -\frac{d}{dQ}(h\mathcal{K}_i p) = -h \frac{4\pi\mathcal{K}_i\alpha}{\kappa_i(1 + 4\pi\mathcal{K}_i\alpha/\kappa_i)}, \quad (3)$$

где $\alpha = dp/d\mathcal{E}_i$ — коэффициент поляризуемости. Из (3) явствует, что при $\alpha = \text{const}$ значение Z_c не должно зависеть от U_{s0} и Q . Поэтому необходимо постулировать нелинейность функции $p(\mathcal{E}_i)$. Качественно характер нелинейности можно установить по экспериментальной зависимости Z_c от изменяющейся в опыте составляющей электрического поля $\tilde{\mathcal{E}}_i$. На рис. 5 приведены графики зависимости от $\tilde{\mathcal{E}}_i$ функции

$$\mathcal{F} = 4\pi\mathcal{K}_i\alpha(\tilde{\mathcal{E}}_i)/\kappa_i = |Z_c|/(h - |Z_c|)$$

[см. (3)], построенные по данным рис. 4. Из рис. 5 видно, что с ростом $\tilde{\mathcal{E}}_i$ (по мере увеличения U_s и количества вытекшего заряда Q) $\mathcal{F} \sim \alpha$ монотонно уменьшается, т.е. функция $p(\mathcal{E}_i)$ сублинейна.

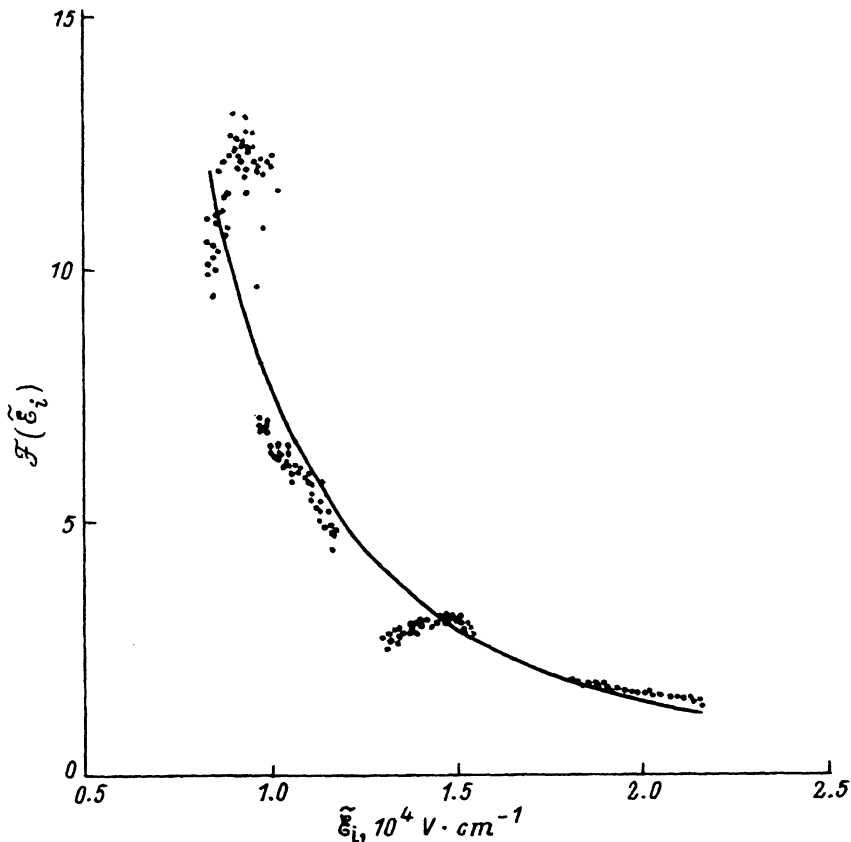


Рис. 5. Функция $F(\tilde{\epsilon}_i) = |Z_c|/(h - |Z_c|)$, характеризующая полевою зависимостью коэффициента поляризуемости $\alpha(\tilde{\epsilon}_i)$.

Обсудим теперь природу аномалий разрядного тока, проявляющихся на рис. 1, 2 в необычной форме предвестника и необычных закономерностях его поведения с изменением U_s . Тот факт, что нарастающие ветви тока следуют закону Аррениуса практически до точки максимума, формально означает независимость темпа опустошения центров захвата от их заполнения. Это возможно лишь при условии существования резервуара носителей заряда, обеспечивающего непрерывное дозаполнение опустошающихся ЛЭС до начального уровня. С другой стороны, полный вытекший заряд Q_m в области малых U_s возрастает с увеличением U_s (рис. 2). Это обстоятельство и отмеченные ранее факты смены энергии активации от $0.4 \text{ эВ} < E_g/2$ при $U_s < 0.4 \text{ эВ}$ до $0.6 \text{ эВ} > E_g/2$ при $U_s > 0.5 \text{ эВ}$ явно указывают на немикроскопическую природу как центров захвата, так и резервуара.³

³ Действительно, при термоионизации глубокого объемного уровня в полупроводнике величина Q_m должна возрастать с ростом U_s , а для объяснения насыщения этой зависимости необходимы специальные предположения о профиле концентрации центров. Однако в рамках этих представлений невозможно интерпретировать наблюдающееся с ростом U_s увеличение энергии активации. При опустошении моноэнергетических ЛЭС, расположенных как непосредственно на ГР, так и в прилегающем к ней слое окисла, рост Q_m с U_s , очевидно, невозможен.

При построении модели такого «макроскопического центра захвата»-резервуара (МЦР) следует, очевидно, учитывать, что процессы перетекания электронов внутри его безынерционны в масштабе времен наблюдения, т.е. что эти процессы не лимитируют скорость его опустошения.⁴ Будем считать, что МЦР является неким дефектом, расположенным в окисле вблизи ГР и образующим в SiO₂ сгусток ЛЭС с числом состояний S на единичный интервал энергии, попадающих в запрещенную зону кремния. Электронный обмен в системе МЦР-зона проводимости кремния осуществляется термотуннельным образом с энергией активации E_b , определяемой энергетическим положением в сгустке тех ЛЭС, которые наиболее близки к ГР. Такие ЛЭС в дальнейшем будем называть связующими. Перетекание электронов по МЦР происходит «мгновенно». Поэтому если МЦР заполнены не полностью, то поле внутри дефекта отсутствует, в его пределах имеет место локальное термодинамическое равновесие и для заряда сгустка Q_r справедливо соотношение $Q_r = -qSF_r$ (F_r — энергия Ферми электронов на МЦР, отсчитываемая от дна энергетической зоны сгустка). При этом, с другой стороны, Q_r выражается емкостной формулой $Q_r = -C_r U_r / q$, где U_r — потенциальная энергия кулоновского отталкивания электрона от заряда сгустка, C_r — коэффициент пропорциональности, являющийся, по существу, емкостью уединенного дефекта. В условиях равновесия МЦР с полупроводником $E_r - U_s - F - U_r - F_r = 0$ и $U_r = (E_r - U_s - F)[1 + C_r / (q^2 S)]^{-1}$, а $F_r = (E_r - U_s - F)(1 + q^2 S / C_r)^{-1}$, где E_r — расстояние от края зоны проводимости полупроводника до дна зоны сгустка.⁵ Начальный заряд МЦР Q_0 , отвечающий равновесному состоянию обогащения ГР, должен слабо зависеть от напряжения обогащения вследствие пиннинга уровня Ферми у края зоны проводимости Si. Таким образом, полный заряд, вытекший со всех МЦР при данном изгибе зон,

$$Q_m = \begin{cases} AK_r Q_0 - qAK_i S \frac{(E_r - U_s - F)}{1 + \frac{q^2 S}{C_r}}, & U_s < E_r - F, \\ AK_r Q_0, & U_s > E_r - F, \end{cases} \quad (4)$$

где K_r — поверхностная концентрация МЦР.

Темп опустошения МЦР, обусловленный непосредственными переходами носителей заряда в зону проводимости Si, определяется соотношением

$$\beta \frac{dQ}{dT} = \frac{\beta K_r dQ_r}{dT} = \frac{1}{\tau_b} \cdot \frac{K_r M_b \{1 - \exp[(E_r - U_s - F - U_r - F_r)/kT]\}}{1 + \exp[(E_r - E_b - F_r)/kT]}. \quad (5)$$

⁴ На это непосредственно указывают независимость результатов опытов от температуры (100 ÷ 300 К) и длительности (0.1 ÷ 100 с) пребывания полупроводника в состоянии обогащения, а также сам факт наличия эффекта резервуара — независимость темпа стекания заряда от его величины на нарастающих ветвях тока.

⁵ При выводе этих соотношений предполагалось, что $F_r \gg kT$. Это возможно лишь при достаточно низкой плотности состояний в сгустке $q^2 S / C_r \leq 1$. В противоположном случае ($q^2 S / C_r \gg 1$) уровень Ферми практически всегда должен быть локализован у дна энергетической зоны дефекта, который, очевидно, будет эффективно проявляться в кинетике опустошения как обычные микроскопические центры захвата с энергией активации E_r .

Здесь $\tau_b = \tau_{b0} \exp(E_b/kT)$ — время жизни электрона на связующих ЛЭС, τ_{b0} — предэкспоненциальный фактор, учитывающий туннелирование электронов через диэлектрический промежуток между связующими ЛЭС и полупроводником. M_b — число связующих ЛЭС в сгустке. При выводе (5) для описания процесса опустошения связующих ЛЭС использовано обычное уравнение кинетики и учтено, что число электронов на этих ЛЭС равно $M_b / \{1 + \exp[(E_r - E_b - F_r)/kT]\}$ и контролируется заполнением резервуара, т.е. величиной заряда Q_r , при этом $F_r \approx U_r \equiv q|Q_r|/C_r$. Член в фигурных скобках в выражении (5) учитывает приход системы в равновесие.

При достаточно интенсивной генерации ННЗ (большие изгибы зон) ее темп может превысить темп выброса электронов со связующих ЛЭС в зону проводимости Si, равный $K_r M_b / \tau_b$. Вдали от равновесия скорость рождения электронно-дырочных пар через глубокий объемный уровень в полупроводнике с концентрацией центров N_D и энергией активации $E_D > E_g/2$ равна $N_D Z_D / \tau_D$, где Z_D — ширина зоны генерации, $\tau_D = \tau_{D0} \exp(E_D/kT)$ [5,6]. Для выполнения неравенства $N_D Z_D / \tau_D > K_r M_b / \tau_b$ при $E_D > E_b$, очевидно, необходимо удовлетворить соотношению $\tau_{b0} \gg \tau_{D0}$. Это вполне возможно в рамках рассматриваемой модели термотуннельного электронного обмена между связующими ЛЭС и зоной проводимости Si. В такой ситуации опустошение МЦР будет идти по иной схеме — через валентную зону путем рекомбинации захваченных электронов с дырками, в соответствии с уравнением

$$dQ_r/dT = qN_D Z_D / \beta \tau_D K_r. \quad (6)$$

Накопление ННЗ у границы раздела начнется только после полного опустошения всех МЦР. Рост поверхностной концентрации дырок p_s вдали от равновесия определяется уравнением [5,6]

$$dp_s/dT = N_D Z_D / \beta \tau_D. \quad (7)$$

Полный ток $I = \beta A dQ_r/dT$, стекающий с ГР, на начальной стадии релаксации в основном связан с опустошением резервуара ($I = \beta A K_r dQ_r/dT$), а на последующей — с накоплением дырок ($I = q\beta A dp_s/dT$).

Рассмотрим теперь общую качественную картину процесса релаксации поля в МОП структуре. При малых изгибах зон (уровень Ферми электронов на МЦР выше уровня энергии связующих ЛЭС; генерация ННЗ несущественна) вытекающий ток обусловлен термотуннельным выбросом электронов в зону проводимости полупроводника со связующих ЛЭС, заполнение которых поддерживается предельным за счет синхронного натекания на них носителей заряда из глубины сгустка. В этом, собственно говоря, и заключается эффект резервуара.⁶ Регистрируемый ток $I = \beta A K_r dQ_r/dT$ следует закону Аррениуса с энергией активации E_b практически вплоть до максимума, обусловленного, в данном случае, исключительно переходом системы к равновесию. Этот переход описывается сомножителем в фигурных скобках в правой

⁶ По-видимому, впервые идея эффекта резервуара была использована при рассмотрении опустошения двух микроскопических центров захвата, взаимодействующих через разрешенную зону [10,11].

части (5), который становится существенным, когда энергия Ферми F_T отличается от своего значения в равновесии на величину $\leq kT$. Поэтому остающаяся на МЦР к этому моменту времени неравновесная часть заряда $\leq kTC_r/q \ll Q_m/AK_r$. Следовательно, спад тока происходит в гораздо более узком интервале температур, чем его нарастание. (В случае микроскопических центров отношение полуширины пика тока со стороны низких и высоких температур составляет $\simeq 1.5$ [3]).

При достаточно больших изгибах зон ($Z_D \gg M_b K_r \tau_D / N_D \tau_b$) темп рождения электронно-дырочных пар превышает скорость выброса электронов с МЦР в зону проводимости, и активационный механизм опустошения МЦР сменяется рекомбинационным. Как и ранее, зависимость тока от температуры $I(T)$ будет описывать пик, но уже с энергией активации E_D . С ростом U_s пик тока должен сдвигаться в сторону низких температур вследствие расширения зоны генерации. Здесь эффект резервуара проявляется в том, что дырки у ГР не накапливаются вплоть до полного опустошения МЦР. Коль скоро это произошло, начинается быстрый рост концентрации ННЗ, сопровождающийся соответствующим дополнительным сужением зоны генерации⁷ и проявляющийся в форме спада или насыщения зависимости $I(T)$. При увеличении U_s относительное изменение Z_D уменьшается, и поэтому особенности на кривых $I(T)$, обусловленные завершением опустошения МЦР, становятся все менее выраженными.

Если при достижении равновесия МЦР опустошены не полностью, то независимо от механизма их разряда (активационного или рекомбинационного) должен наблюдаться квазиравновесный ток, обусловленный стеканием электронов со сгустков вследствие температурного смещения уровня Ферми. Этот ток не зависит от изгиба зон и описывается соотношением

$$I = \frac{Aq\beta K_r S F}{T \left(1 + \frac{q^2 S}{C_r}\right)}. \quad (8)$$

Как явствует из рис. 1-3, все перечисленные качественные следствия модели наблюдаются на эксперименте. Это позволяет найти некоторые параметры МЦР и объемных уровней, определяющих генерацию ННЗ. Так, из рис. 3 видно, что при минимальных значениях U_s энергия активации в зависимости $I(T)$ постоянна и равна (0.43 ± 0.02) эВ. В соответствии с моделью МЦР эту величину следует ассоциировать с глубиной связующих состояний E_b . При больших U_s энергия активации также постоянна и одинакова для обоих участков нарастания тока (рис. 3). Ее величина (0.59 ± 0.01) эВ, очевидно, отвечает глубине объемного центра генерации E_D .⁸ По активационной зависимости тока генерации электронно-дырочных пар [см. (7)] найдем величину $N_D / \tau_{D0} = 3.1 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Концентрацию N_D можно определить из температурной зависимости C_{HF} в области квазиравновесия ($T > 285 \text{ К}$, рис. 1). Метод расчета изложен в [5]. В резуль-

⁷ Дополнительное уменьшение Z_D обусловлено исключением из зоны генерации приповерхностного слоя, в котором объемные центры генерации находятся в равновесии с дырками. В этом слое скорость генерации ННЗ значительно ниже, чем в глубине слоя обеднения, где такого равновесия нет [6].

⁸ Для кремния вообще типично присутствие объемных центров генерации локализованных вблизи середины ее запрещенной зоны [12].

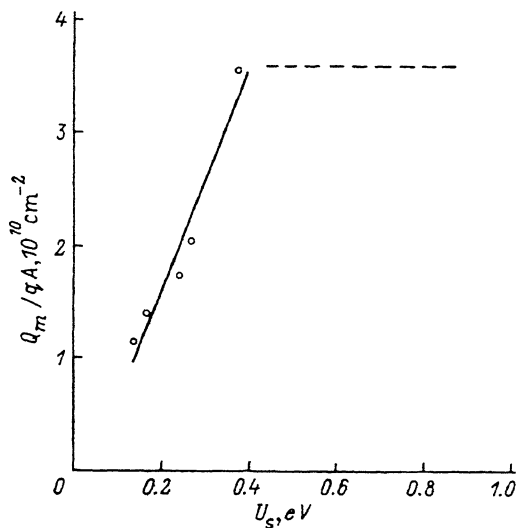


Рис. 6. Экспериментальная зависимость полного вытекшего заряда Q_m от величины изгиба зон U_s . Пунктиром указан уровень насыщения величины Q_m , оцененный из качественного сопоставления кривой 1 (рис. 1) и кривой 3 (рис. 3).

тате находим $N_D = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\tau_{D0} = 2.2 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ (сечение захвата $\sim 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$). Зависимость вытекшего заряда от изгиба зон U_s приведена на рис. 6. В соответствии с соотношениями (4) при малых U_s она описывает прямую линию, а при больших — переходит к насыщению.⁹ По наклону прямой находим $N_{ss} = K_r S (1 + q^2 S / C_r)^{-1} = 9.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Этот параметр является фактически приведенной к поверхности эффективной спектральной плотностью сгустков ЛЭС, образующих МЦР. Значение N_{ss} можно независимо определить по величине квазиравновесного тока (указан стрелкой на рис. 2). Согласно (8), $N_{ss} = (8 \pm 2) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, что в пределах погрешности совпадает с полученным ранее значением. По величине изгиба зон $U_s \approx 0.4 \text{ эВ}$, отвечающему переходу зависимости $Q_m(U_s)$ к насыщению (рис. 6), находим $E_r = U_s + F = 0.66 \text{ эВ}$. Величина $Q_m / Aq = K_r Q_0 / q$ в области насыщения характеризует максимальное заполнение МЦР при обогащении. Она оказывается меньше (см. рис. 6), чем $N_{ss} E_r \sim 6.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [в состоянии обогащения $F_r \approx E_r / (1 + q^2 S / C_r)$ и $K_r S F_r = N_{ss} E_r$]. Это означает, что ширина зоны ЛЭС, образующих сгусток, Δ_r меньше E_r и по порядку величины равна $Q_m / Aq N_{ss} \approx 0.38 \text{ эВ}$.

Из изложенного следует, что в экспериментах реализовалась ситуация, когда смена механизма опустошения МЦР происходит до начала уменьшения заполнения связующих ЛЭС ($F_r > E_r - E_b$). Возможен и иной случай — интенсивное рождение электронно-дырочных пар начинается только после заметного опустошения этих состояний. Тогда, до тех пор пока F_r будет больше $E_r - E_b$, связующие ЛЭС полностью заполнены и темп стекания электронов с МЦР следует закону

⁹ Поскольку при больших U_s определить Q_m не представляется возможным вследствие неопределенности верхнего предела интегрирования попадающего в переходную область между пиком-предвестником (разряд резервуара) и нарастающей ветвью тока, обусловленной накоплением дырок у ГР, вывод о насыщении функции $Q_m(U_s)$ вытекает из сопоставления пика-предвестника на кривой 1 (рис. 1, $U_{s0} = 1.1 \text{ эВ}$) с пиком 3 (рис. 2, $U_s = 0.38 \text{ эВ}$): эти пики практически одинаковы по амплитуде и близки по форме.

Аррениуса с энергией активации E_b [см. (5)]. Как только F_r окажется меньше $E_r - E_b$, заполнение связующих ЛЭС начнет падать, а энергия активации для перехода электронов в зону проводимости станет равной $E_r - F_r$ и будет возрастать по мере истощения резервуара. В результате на кривой $I(T)$ должна появиться область квазинасыщения или даже медленного спада тока. Если при этом активационный механизм опустошения МПР не сменится рекомбинационным, то переход к равновесию проявится на кривых $I(T)$ в виде резкого спада тока. В противоположном случае за областью медленного изменения тока следует экспоненциальный рост с энергией активации E_D , обусловленный «включением» рекомбинационного механизма опустошения МПР. Как и ранее, после разряда МПР при достаточно больших изгибах зон зависимости $I(T)$ будут определяться скоростью накопления дырок у ГР. Такой случай, например, будет иметь место при более глубоких объемных центрах генерации ННЗ. При этом на кривых $I(T)$ возникнут три особенности, которые ошибочно можно интерпретировать как результат перекрытия пиков тока опустошения нескольких типов ЛЭС.

Сделаем несколько заключительных замечаний. В рассмотренной модели релаксации поля в окисле при малых изгибах зон координата Z_0 определяется исключительно переполяризацией диэлектрика, так что величина Z_c никоим образом не характеризует пространственное распределение опустошающихся ЛЭС, расположенных в области ГР. В таких условиях вполне естественны значения $|Z_c| \sim h$ и это надежный критерий (разумеется, в отсутствие сквозной проводимости окисла) эффектов переполяризации. Поэтому крайне важно в опытах по релаксационной спектроскопии регистрировать оба сигнала (I и V_g при $C_{HF} = \text{const}$ или I и C_{HF} при $V_g = \text{const}$) и контролировать по ним значения Z_c . Если же следовать классической схеме DLTS [13], ограничиваясь регистрацией единственного сигнала (например, V_g при $C_{HF} = \text{const}$), то можно получить существенно заниженную плотность состояний вследствие компенсации вклада опустошения ЛЭС в изменение величины V_g эффектами переполяризации окисла.

При построении модели переполяризующихся образований в SiO_2 следует, по-видимому, исходить из представлений об их макроскопичности. Действительно, как видно из рис. 5, дипольный момент p поляризующихся образований насыщается в относительно слабых ($< 10^5$ В/см) электрических полях, что нетипично для микроскопических центров. Например, в случае тепловой ориентационной поляризации молекул насыщение p в области комнатных температур наступает в полях $\geq 5 \cdot 10^6$ В/см [14]. Поляризующиеся макроскопические образования должны иметь вытянутую форму. Из рис. 5, в частности, следует, что $K_i \alpha \sim 1$, но поскольку $\alpha \sim a^3$, где a — размер образования в направлении поляризации, получаем $K_i \sim a^{-3}$. Это может иметь место только при условии, что хотя бы один из двух других размеров образования $\ll a$.

Не исключено, что природа поляризующихся образований и МПР одна и та же, поскольку МПР также должны иметь вытянутую форму: так как $q^2 S / C_r \leq 1$ (см. примечание 5), $S \sim v / l^3 \Delta_r$, $C_r = \bar{\kappa} a_r$ и $(a_r / l)^3 \gg \gg \Delta_r \bar{\kappa} a_r / q^2$, имеем $v \leq l^3 \Delta_r a_r \bar{\kappa} / q^2 \ll a_r^3$. Здесь v — объем МПР, l — среднее расстояние между ЛЭС в сгустке, a_r — характерный размер

МЦР, определяющий его емкость, $\bar{\kappa} = (\kappa_s + \kappa_i)/2$. Следовательно, как и у поляризующихся образований, по крайней мере один из размеров МЦР должен быть значительно меньше максимального.

Таким образом, развитые представления о влиянии резервуаров в окисле на процессы перезарядки Si-МОП структур подчеркивают определяющую роль диэлектрика в формировании электронных свойств границы раздела Si-SiO₂, в особенности, при низких концентрациях пограничных состояний.

Список литературы

- [1] M. Schulz. Surf. Sci., **132**, 422 (1983).
- [2] В.А. Гергель, Р.А. Сурис. ЖЭТФ, **84**, 719 (1983).
- [3] D. Vuillaume, M. Lannoo, J.C. Bourgoin, E. Rosencher. J. Appl. Phys., **66**, 5920 (1989).
- [4] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Сумарока. Письма ЖЭТФ, **57**, 783 (1993).
- [5] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Сумарока. ФТП, **26**, 2048 (1992).
- [6] J.G. Simons, H.A. Mar. Phys. Rev. B, **8**, 3865 (1973).
- [7] А.А. Лебедев, В. Экке, В.С. Юферев. ФТП, **19**, 1791 (1985).
- [8] E.I. Goldman, A.G. Zdan. Semicond. Sci. Techn., **5**, 675 (1990).
- [9] Е.И. Гольдман. ФТП, **26**, 766 (1992).
- [10] В.В. Антонов-Романовский. Опт. и спектр., **7**, 827 (1959).
- [11] В.В. Антонов-Романовский. Опт. и спектр., **10**, 644 (1961).
- [12] E.H. Nicollian, J.R. Brews. MOS (*Metal Oxide Semiconductor*) *Physics and Technology* Willey, N.Y., (1982).
- [13] N.M. Johnson. J. Vac. Sci. Techn., **21**, 303 (1982).
- [14] И.С. Желудев. *Физика кристаллических диэлектриков*, (М., Наука, 1968).

Редактор Т.А. Полянская