

Макроскопические ионные ловушки на границе раздела кремний–окисел

© С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия

(Получена 28 апреля 1998 г. Принята к печати 14 мая 1998 г.)

Кинетика дрейфа подвижного заряда в пленках SiO_2 , его захват на ионные ловушки, локализованные на границе раздела Si-SiO_2 , и эмиссия ионов из этих ловушек исследовались с помощью измерений вольтёмкостных, динамических вольт-амперных и токов термостимулированной деполяризации диэлектрика. Компоненты (пики) токов, связанных с эмиссией захваченных на границе раздела частиц при термополевых воздействиях, выделены в явном виде. Показано, что заряд поверхностных ионов в основном нейтрализован электронами Si , а полевая зависимость токов эмиссии ионов характеризуется аномальным эффектом Шоттки, связанным с раскрытием потенциала ионных ловушек внешним полем. Обсуждается связь этих ловушек с неоднородностями потенциала — потенциальными ямами для подвижных частиц на рассматриваемой границе раздела. Отмечено, что подвижные ионы в диэлектрике могут быть использованы для диагностики неоднородностей потенциала границы раздела.

Подвижный заряд Q_m ионов в пленках SiO_2 кремневых структур металл–окисел–полупроводник (МОП) [1] при соответствующей (поляризующей) термополевой обработке (положительная ТПО), индуцирующей смещение Q_m к границе раздела (ГР) Si-SiO_2 , может захватываться на локализованные на ГР ловушки [2]. В процессе деполяризующей (отрицательной) ТПО кинетику миграции подвижного заряда часто рассматривают как процесс термической эмиссии ионов, изначально локализованных в этих ловушках. Иными словами, при повышенных температурах ($\sim 200^\circ\text{C}$) подвижность ионов достаточно высока, и транспорт захваченных в ловушки частиц через тонкий слой диэлектрика под действием поля ограничивается их эмиссией из ловушек. Именно такой подход в основном и используется при интерпретации данных экспериментального исследования токов термостимулированной деполяризации (ТСД) Si — МОП-структур [3–5], однако природа подобных граничных ловушек до конца не установлена.

Исследование токов ТСД показало, что энергия активации процесса эмиссии ионов из ловушек зависит от приложенного к пленке SiO_2 электрического поля \mathcal{E} ; при этом обычно предполагается, что полевая зависимость темпа эмиссии $\sim \exp(\alpha \mathcal{E}^{1/2}/kT)$ [6,7], где α — коэффициент пропорциональности, k — постоянная Больцмана, T — температура. Аналогичная зависимость от \mathcal{E} наблюдалась также и в исследованиях кинетики дрейфа Q_m методом динамических вольт-амперных характеристик (ДВАХ) [8,9]. Однако установлено, что $\alpha > \alpha_0 = q^{3/2}[(\varkappa_2 - \varkappa_1)/\varkappa_1(\varkappa_1 + \varkappa_2)]^{1/2}$ (q — элементарный заряд, \varkappa_1, \varkappa_2 — диэлектрические проницаемости контактирующих сред), где α_0 соответствует полевому понижению барьера потенциала сил изображения (нормальный эффект Шоттки).

Еще одной особенностью поведения ионов вблизи ГР является их частичная нейтрализация, однако механизм этой пассивации в настоящее время окончательно не

ясен [1,10]. Нейтрализация ионов на ГР может происходить путем их захвата на поверхностные ловушки с последующей нейтрализацией ионного заряда электронами кремния, при этом обсуждаемая часть ионов будет играть роль источников своеобразных пограничных состояний, что, по-видимому, и наблюдалось в работе [11].

В качестве модели эффективных ионных ловушек в [12] рассматривались макроскопические дипольно-зарядовые образования на неоднородной границе раздела полупроводник–диэлектрик. Характерной особенностью подобных ловушек является наличие у них дальнего действующего потенциала, что приводит к сильной полевой зависимости темпа эмиссии захваченных в них частиц, пропорционально (в слабых полях) $\exp(\alpha \mathcal{E}^\gamma/kT)$ ($1/2 < \gamma < 2/3$) с $\alpha > \alpha_0$ (аномальный эффект Шоттки).

Для более полного изучения механизма нейтрализации подвижных ионов на ГР Si-SiO_2 необходимо в явном виде выделить компоненту тока, обусловленную процессом денейтрализации частиц. Решению этого вопроса посвящена настоящая работа, в которой рассматривается эмиссия ионов из поверхностных ионных ловушек.

1. *Экспериментальные результаты.* Эксперименты выполнялись на $n\text{-Si}$ -МОП-структурах $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$ (КЭФ-4.5)-Al, изготовленных окислением Si -подложки в атмосфере сухого кислорода. Толщина слоя SiO_2 (h) составляла 0.2 мкм, площадь структур $S = 0.36 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Измерения осуществлялись при постоянной температуре $T = 520 \text{ К}$. Опыты проводились следующим образом. Вначале осуществлялась положительная ТПО: на полупроводниковую обкладку МОП конденсатора подавался поляризующий потенциал $V_s = -10 \text{ В}$, что индуцировало смещение положительно заряженных ионов в SiO_2 к границе его раздела с Si . При данном V_s образец выдерживался в течение времени, за которое поляризационный ток спадал до нуля. По окончании процесса поляризации напряжение V_s изменялось по линейному во

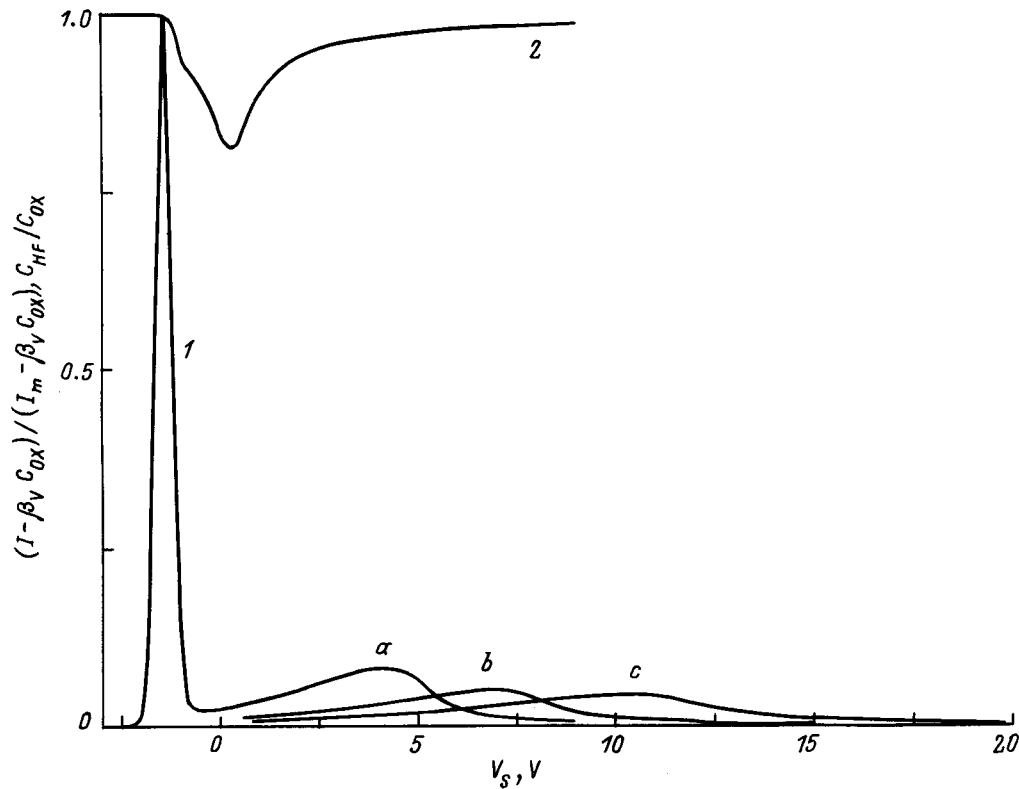


Рис. 1. Динамические вольт-амперные (1) и вольт-фарадная (2) характеристики для МОП структуры на n -Si, β_V , мВ/с: a — 16, b — 55, c — 176; I_m , А: a — 10^{-10} , b — $3.45 \cdot 10^{-10}$, c — $1.1 \cdot 10^{-9}$; $C_{OX} = 62.2$ пФ.

времени t закону в сторону деполяризующих значений. В процессе изменения V_s регистрировались ДВАХ $I(V_s)$ и "высокочастотная" (1 МГц) емкость структуры $C_{HF}(V_s)$.

На рис. 1 приведены типичные зависимости $I(V_s)$ (кривые 1) и $C_{HF}(V_s)$ (кривая 2), полученные при различных скоростях развертки $\beta_V = dV_s/dt$. Видно, что ток электродеполяризации имеет два пика, максимум первого из которых локализован при $V_{s0} = -1.4$ В, т.е. его положение не зависит от скорости развертки напряжения смещения структуры. Это свидетельствует в пользу механизма квазиравновесного "перетекания" ионов от контакта Si-SiO₂ к металлическому электроду [13]. Найденная по площади этого пика тока (относительно уровня $\beta_V C_{OX}$, C_{OX} — геометрическая емкость диэлектрического промежутка МОП структуры) эффективная поверхностная концентрация ионов $N_{m1} \approx 5.9 \cdot 10^{12}$ см⁻².

Положение максимума второго пика отвечает инверсии приповерхностного заряда кремния (при этом электрическое поле в SiO₂ $\mathcal{E}_{OX} \sim V_s/h \geq 10^5$ В/см), а с ростом β_V пик смещается в сторону больших деполяризующих значений потенциала V_s (более сильных полей \mathcal{E}_{OX}). Концентрация ионов здесь $N_{m2} \approx 2.8 \cdot 10^{12}$ см⁻².

В отличие от тока электродеполяризации емкость структуры не зависит от β_V . В начальной области уменьшения $C_{HF}(V_s)$, отвечающей при изменении V_s переходу поверхности Si от состояния обобщения к обеднению, наблюдается особенность, которая отражает процесс

дрейфа ионов (обуславливающих первый пик тока) от ГР Si-SiO₂ к металлическому электроду. Действительно, в данном случае скорость изменения поверхностного потенциала φ'_s полупроводника относительно его объемного значения (или изменения C_{HF}) будет определяться как скоростью изменения внешнего напряжения V_s , так и скоростью "отхода" ионов от границы. По мере оттока положительного ионного заряда от ГР скорость изменения φ'_s будет падать, и в конечном итоге, после спада тока первого пика до значений порядка $\beta_V C_{HF}$, производная $d\varphi'_s/dt$ определяется уже только изменением V_s .

2. *Кинетика дрейфа подвижного заряда в SiO₂.* Обратимся теперь к пикам тока, расположенным при более высоких V_s . Здесь возможны два случая: а) по мере постепенного увеличения \mathcal{E}_{OX} пик тока обусловлен дрейфом ионов в слое SiO₂ от ГР полупроводник-диэлектрик к затвору МОП структуры; б) пик тока отражает стимулируемую внешним полем эмиссию частиц из поверхностных ионных ловушек.

В предположении о дрейфовом механизме токопрохождения оценим подвижность ионов, обуславливающих второй пик. В этом случае характерное время дрейфа ионов через слой SiO₂ $\tau_d = h/v_d = h/\mu_d \mathcal{E}_{OX} \sim h^2/\mu_d V_m \sim \Delta V_s/\beta_V$, т.е. $\mu_d \sim \beta_V h^2/V_m \Delta V_s$, где V_d — скорость дрейфа ионов, μ_d — их дрейфовая подвижность, V_m — положение максимума пика тока, ΔV_s — полуширина пика. Так, для значений

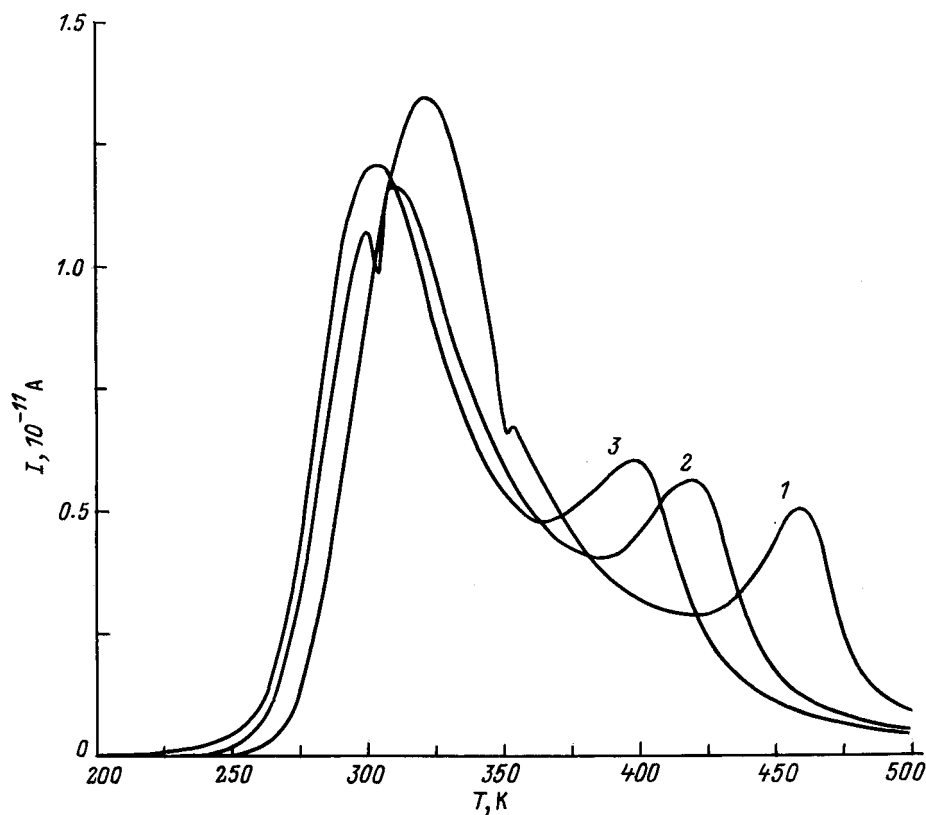


Рис. 2. Токи ТСД для МОП структуры при различных значениях напряжения деполяризации V_s , В: 1 — 10, 2 — 20.36, 3 — 30.51. Скорость развертки температуры ≈ 0.3 К/с.

$\beta_V = 5.5 \cdot 10^{-2}$ В/с, $V_m \approx 6.95$ В, $\Delta V_s \approx 5.35$ В, соответствующих условию наблюдения и параметрам второго пика тока (рис. 1, кривая I, b), находим $\mu_d \approx 5.92 \cdot 10^{-13}$ см²/В·с. Согласно [14], известные сорта подвижных ионов в SiO₂ при данном температурном режиме измерений ($T = 520$ К) обладают следующими значениями: $\mu_d = \mu_0 \exp(-E_d/kT)$ (E_d — энергия активации дрейфа ионов): $\mu_d(\text{Li}^+) = 6.98 \cdot 10^{-8}$ см²/В·с, $\mu_d(\text{Na}^+) = 1.91 \cdot 10^{-8}$ см²/В·с, $\mu_d(\text{K}^+) = 2.1 \times 10^{-13}$ см²/В·с. Таким образом, можно предположить, что природа второго пика тока обусловлена дрейфом ионов калия через слой SiO₂.

Для анализа этого предположения были проведены эксперименты по измерению токов ТСД исследуемой структуры при различных напряжениях деполяризации (рис. 2). Как и динамические вольт-амперные характеристики, ток ТСД имеет два пика. Опуская детальный анализ данных пиков тока, отметим, что если природа второго пика обусловлена дрейфом K⁺ через пленку SiO₂, то наблюдаемые токи не должны превышать значения $I_m = qSN_m\mu_2(T_m)V_s/h^2$ (T_m — температура максимума второго пика тока), т.е. $4 \cdot 10^{-13}$, $7 \cdot 10^{-14}$ и $2.4 \cdot 10^{-14}$ А для кривых 1, 2 и 3 соответственно. Наблюдаемые величины токов явно превышают приведенные цифры (рис. 2).

3. *Нейтрализация ионов на границе раздела Si–SiO₂.* Далее покажем, что рассматриваемая группа ионов, локализованная изначально у границы раздела кремний–окисел, находится в нейтральном состоянии. Действительно, условие того, что подвижные частицы находятся в зарядовом состоянии, приводит к сдвигу $C_{HF}(V_s)$ по оси напряжений в сторону положительных значений на величину $\sim V_s^* = 4\pi qN_m\epsilon_0/\epsilon_{OX} = 25.3$ В (ϵ_{OX} — диэлектрическая проницаемость SiO₂), т.е. минимум на зависимости емкости от напряжения должен наблюдаться в области второго пика тока. Положение минимума $C_{HF}(V_s)$ при $V_s = 0.35$ В явно указывает на нейтральное состояние данных частиц. Это обстоятельство, а также аномально высокие значения токов ТСД свидетельствуют в пользу привлечения эмиссионной модели при описании кинетики миграции подвижного заряда, обуславливающего второй пик на ДВАХ; при этом процессу эмиссии предшествует процесс дениutralизации захваченных в ловушки подвижных частиц.

4. *Полевая зависимость темпа эмиссии ионов из граничных ловушек.* Наличие зависимости положения второго пика тока от скорости развертки β_V указывает на полевую стимуляцию опустошения ионных ловушек. Обычно при интерпретации такой полевой зависимости темпа опустошения привлекаются две модели: а) захват ионов на локализованные вблизи ГР отрицательно

заряженные микроскопические ионные ловушки, при этом полевая стимуляция их опустошения обусловлена эффектом Френкеля–Пула [7,15]; б) захват ионов на ГР порожден наличием поверхностного потенциала сил изобращения, их нейтрализация — электронами полупроводника, а эмиссия в электрическом поле определяется нормальным эффектом Шоттки [6,8,9]. Покажем, что эти модели не описывают должным образом результаты наших экспериментов.

Концентрация находящихся вблизи ГР Si–SiO₂ отрицательно заряженных микроскопических ионных ловушек должна быть не меньше, чем N_{m2} . После деполяризующей ТПО структуры такой отрицательный заряд должен приводить к сдвигу вольт-фарадной характеристик (ВФХ) по оси напряжений в сторону отрицательных значений на величину $\sim V_s^*$. Однако минимум измеренной при $T = 300$ К после отрицательной ТПО квазистатической ВФХ наблюдается при $V_s = +1.9$ В. Кроме того, в случае равномерного распределения этих ловушек по объему окисла должна наблюдаться некоторая симметрия в отвечающих рассматриваемой группе ионов пиках токов относительно оси V_s (или t) при прямом и обратном ходе развертки напряжений смещения, однако подобный эффект нами не обнаружен. Все перечисленное указывает на отсутствие микроскопических ионных ловушек.

Проведем дальнейший анализ для общего случая, когда вероятность выброса иона с ловушки в диэлектрик пропорциональна $\exp[-(E_0 - \alpha\mathcal{E}^\gamma)/kT]$, где $\alpha\mathcal{E}^\gamma$ — снижение барьера эмиссии внешним полем \mathcal{E} (\mathcal{E} — абсолютное значение поля в диэлектрике у его границы раздела с полупроводником), а параметры α и γ зависят от формы потенциала и вида модели ловушек (см. [12] и сопутствующий текст), E_0 — энергия термической "ионизации" ловушки, включающая в себя также и энергию, необходимую для осуществления процесса деионизации. Следовательно, уравнение кинетики опустошения ловушки в отсутствие перезахвата имеет вид

$$\frac{dn_i}{dt} = -\nu n_i \exp\left[-\frac{E_0 - \alpha\mathcal{E}^\gamma(t)}{kT}\right]$$

(n_i — текущая концентрация захваченных ионов, ν — частотный фактор), а его решение

$$n_i = N_{m2} \exp\left\{-\frac{1}{\tau} \int_0^t \exp\left[\frac{\alpha\mathcal{E}^\gamma(t')}{kT}\right] dt'\right\},$$

где $\tau = \nu^{-1} \exp(E_0/kT)$ — термическое время жизни иона в ловушке. Абсолютное значение тока эмиссии ионов

$$I = -qS \frac{dn_i}{dt} = \frac{qSN_{m2}}{\tau} \exp\left\{\frac{\alpha\mathcal{E}^\gamma}{kT} - \frac{1}{\tau} \int_0^t \exp\left[\frac{\alpha\mathcal{E}^\gamma(t')}{kT}\right] dt'\right\}$$

в зависимости от \mathcal{E} имеет максимум, локализованный при $\mathcal{E} = \mathcal{E}_m$, где \mathcal{E}_m определяется уравнением

$$\alpha\gamma\mathcal{E}_m^{\gamma-1} \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_m} = \frac{kT}{\tau} \exp\left(\frac{\alpha\mathcal{E}_m^\gamma}{kT}\right). \quad (1)$$

Заметим далее, что в условиях эксперимента $d\mathcal{E}/dt = \beta_V/h$. Действительно, максимуму обсуждаемого пика тока соответствуют инверсионные значения изгибов зон в кремнии. В этом случае потенциал $\varphi'_s = -(V_s - \varphi_s)$ поверхности Si, отсчитываемый относительно его значения в объеме полупроводника, удовлетворяет уравнению $\lambda(v_0 - 1) = \lambda^{-1} \exp(v_0)$ [16], где φ_s — потенциал поверхности Si, $v_0 = q(V_s - \varphi_s)/kT$, $\lambda = N_d[(1 + 4n_{in}^2/N_d^2)^{1/2} + 1]/2n_{in}$, N_d — концентрация донорной примеси, n_{in} — собственная концентрация носителей в кремнии. При используемых параметрах ($N_d = 10^{15}$ см⁻³, $T = 520$ К) $\varphi'_s \approx -0.26$ В. Поле $\mathcal{E} = (\varphi_s - V_0)/h$, где V_0 — потенциал нулевого поля у ГР полупроводник–диэлектрик (т.е. когда $\varphi_s = V_0$, то $\mathcal{E} = 0$; относительно природы V_0 см. [17]). Полагая, что в процессе измерений ДВАХ накопление суммарного заряда Q_m в объеме SiO₂ отсутствует (т.е. в области напряжений, соответствующих второму пику тока, все подвижные ионы локализуются у ГР металл–SiO₂), и учитывая слабую зависимость инверсионных изгибов зон в кремнии от V_s , имеем $dV_0/dt \approx 0$, $d\varphi_s/dV_s \approx 1$ и $d\mathcal{E}/dt \approx \beta_V/h$.

Таким образом, в координатах

$$x = \mathcal{E}_m^\gamma, \quad y = \ln(\beta_V \mathcal{E}_m^{\gamma-1}) \quad (2)$$

уравнение (1) — прямая линия с наклоном α/kT относительно оси \mathcal{E}_m^γ . Иными словами, вид уравнения (1) (для указанных координат) автомоделен относительно природы полевой стимуляции темпа опустошения ионных ловушек, что и позволяет использовать его для выяснения механизма эмиссии ионов во внешнем поле, исследуя тем самым природу граничных ионных ловушек.

5. *Механизмы полевой эмиссии ионов из граничных ловушек.* Для реализации указанных экспериментальных зависимостей необходимо знать соотношение между \mathcal{E}_m и V_s . Учитывая малость φ'_s ($|\varphi'_s/V_s| \ll 1$), полагаем в дальнейшем $\varphi_s \approx V_s$. Если, кроме того, принять (как, например, в [18]) за величину V_0 значение V_{s0} — положение максимума первого пика тока, то в этом случае $\mathcal{E}_m = (V_{sm} - V_{s0})/h$, где V_{sm} — положение максимума второго пика тока на кривых ДВАХ.

Рассмотрим далее возможность реализации нормального эффекта Шоттки. На рис. 3 представлена зависимость (2) для $\gamma = 1/2$, полученная из измеренных при различных значениях β_V ДВАХ: 1 — 0.016, 2 — 0.025, 3 — 0.033, 4 — 0.055, 5 — 0.176 В/с. Видно, что данная зависимость — прямая линия с наклоном $\alpha/kT = 8.48 \cdot 10^{-3}$ (В/см)^{-1/2}. При температуре измерений $T = 520$ К $\alpha = 6.085 \cdot 10^{-23}$ Кл(В·см)^{1/2}. В свою очередь для нормального эффекта Шоттки

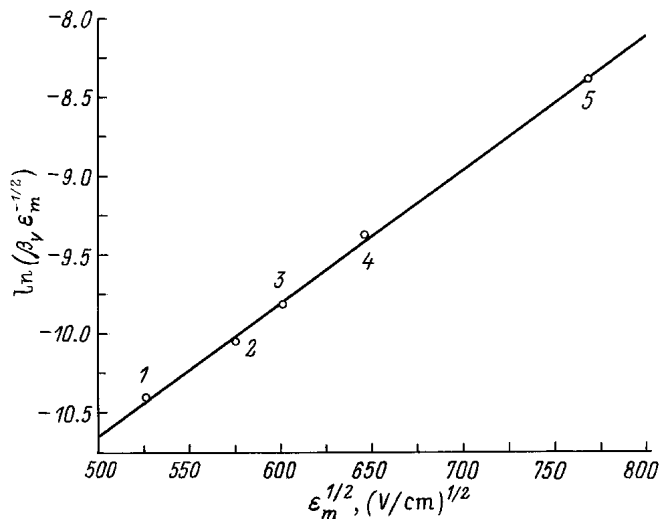


Рис. 3. Экспериментальная зависимость (2) для $\gamma = 1/2$.

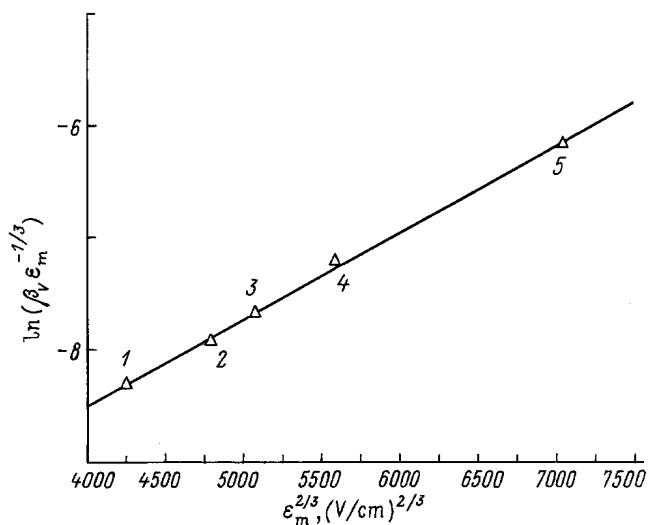


Рис. 4. Экспериментальная зависимость (2) для $\gamma = 2/3$.

$\alpha_0 = 2.18 \cdot 10^{-23}$ Кл(В·см)^{1/2}, т.е. найденная величина α превышает α_0 в 2.8 раза. Это обстоятельство указывает на слабое влияние потенциала сил изображения.

С другой стороны, аномальные полевые зависимости токов эмиссии ионов (аномальный эффект Шоттки) указывают на наличие граничных ионных ловушек, обусловленных макроскопическими дипольно-зарядовыми образованиями [12]. В случае заряженных "круглых" (не слишком вытянутых) пятен $\gamma = 1/2$, а величина $\alpha > \alpha_0$ в несколько раз, что наблюдается в наших экспериментах. При этом суммарный отрицательный заряд данных пятен должен бы быть не меньше, чем qSN_{m2} . Однако такая величина заряда привела бы к ненаблюдаемым в эксперименте сдвигам ВФХ после отрицательной ТПО структуры (см. п. 4). Следо-

вательно, зарядовое состояние макроскопических ионных ловушек в целом нейтрально, что указывает на "дипольную" природу неоднородностей поверхностного потенциала.

На рис. 4 представлена зависимость (2) для $\gamma = 2/3$, что соответствует случаю дипольных пятен [12]. Эта зависимость имеет вид прямой с наклоном $\alpha/kT = 7.78 \cdot 10^{-4}$ (В/см)^{-2/3}.

Согласно [12], для круглого дипольного пятна (радиуса R) $\alpha = 3/2\{q^2[\epsilon_s/(\epsilon_{OX} + \epsilon_s)]\Delta\chi R^2\}^{1/3}$, где ϵ_s — диэлектрическая проницаемость кремния, $\Delta\chi$ — дипольный скачок потенциальной энергии иона, и для экспериментального значения α находим: $R[\text{Å}] \approx 41(0.1\text{эВ}/\Delta\chi)^{1/2}$. Отметим, что данное соотношение служит эффективной оценкой параметров дипольных пятен.

Таким образом, традиционные способы обработки полевых зависимостей ионных токов [6–9,15], в которых изначально постулируется определенное значение γ (например $\gamma = 1/2$ для нормального эффекта Шоттки или эффекта Френкеля–Пула), могут приводить, как мы видим, к неточности интерпретации результатов экспериментов, и для определения механизма эмиссии и параметров граничных ионных ловушек необходим более сложный анализ.

Для более детального анализа необходимы данные о форме и характерных размерах макроскопических зарядовых и дипольных пятен, статистический разброс их параметров и т.д. Однако уже используемый в настоящей работе экспериментально-методический подход позволил получить следующие результаты: проанализирована кинетика дрейфа Q_m в слое SiO₂; показано, что часть подвижных ионов захватывается на границу раздела Si–SiO₂ (на граничные ионные ловушки) с дальнейшей нейтрализацией их заряда электронами полупроводника; обнаружена полевая зависимость темпа опустошения этих ловушек; на основе экспериментальных данных проведен анализ возможных механизмов полевого опустошения ловушек; проведен обобщенный теоретический анализ полевого опустошения ловушек и, применительно к используемой экспериментальной методике, предложены обобщенные координаты, в которых построение экспериментальных зависимостей позволяет выявить природу граничных ионных ловушек; показано, что данные ловушки обусловлены находящимися на ГР макроскопическими дипольными пятнами и дана оценка эффективных значений параметров этих неоднородностей.

Отметим в заключение, что эксперименты по исследованию ионных токов в диэлектрике могут служить эффективным инструментом изучения ГР полупроводник–диэлектрик и позволяют осуществлять своего рода "ионный зондаж" макроскопических неоднородностей этой границы.

Список литературы

- [1] А.П. Барабан, В.В. Булавинов, П.П. Коноров. *Электроника словес SiO₂ на кремнии* (Л., Изд-во ЛГУ, 1988).
- [2] В.Н. Вертопрахов, Б.М. Кучумов, Е.Г. Сальман. *Строение и свойства структур Si-SiO₂-M* (Новосибирск, Наука, Сиб. отд-ние, 1981).
- [3] T.W. Hickmott. *J. Appl. Phys.*, **46**, 2583 (1975).
- [4] P.K. Nauta, M.W. Hillen. *J. Appl. Phys.*, **49**, 2862 (1978).
- [5] M.R. Boudry, J.P. Stagg. *J. Appl. Phys.*, **50**, 942 (1979).
- [6] J.P. Stagg, M.R. Boudry. *J. Appl. Phys.*, **52**, 885 (1981).
- [7] G. Greeuw, J.F. Verwey. *Sol. St. Electron.*, **28**, 509 (1985).
- [8] A.G. Tangena, N.F. de Rooij, J. Middelhoek. *J. Appl. Phys.*, **49**, 5576 (1978).
- [9] C. Nylander, M. Armgarth, Ch. Svenson. *J. Appl. Phys.*, **56**, 1177 (1984).
- [10] T. Hino, K. Yamashita. *J. Appl. Phys.*, **50**, 4879 (1979).
- [11] J.G. Hwu, J.Z. Hwang, Y.L. Chiou. *Thin Sol. Films*, **125**, 17 (1985).
- [12] С.Г. Дмитриев, Ю.В. Маркин. *ФТП*, **30**, 1231 (1996).
- [13] A.G. Tangena, J. Middelhoek, N.F. de Rooij. *J. Appl. Phys.*, **49**, 2876 (1978).
- [14] G. Greeuw, J.F. Verwey. *J. Appl. Phys.*, **56**, 2218 (1984).
- [15] C. Choquet, C. Plossu, M. Berenguer, B. Balland, G. Barbottin. *Thin Sol. Films*, **167**, 45 (1988).
- [16] А.Г. Ждан, Ю.В. Маркин. *ФТП*, **28**, 756 (1994).
- [17] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [18] M.W. Hillen, G. Greeuw, J.F. Verwey. *J. Appl. Phys.*, **50**, 4834 (1979).

Редактор В.В. Чалдышев

Macroscopic ionic traps at the silicon/oxide interface

S.G. Dmitriev, Yu.V. Markin

Institute of Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141120 Fryazino, Russia

Abstract Transport kinetics of mobile charge in SiO₂ films, its capture on ionic traps localized at Si-SiO₂ interface (IF) and ion emission from these traps were investigated by means of capacitance-voltage characteristics triangular-voltage sweep technique and thermally stimulated depolarization ionic current measurements. Current components (peaks) related with the emission of captured at IF particles under thermofield stresses were singled out in an explicit form. It has been shown that interface ionic charges are neutralized mainly by electrons from Si-substrate, and ion emission current field dependence is characterized by anomalous Schottky effect related with ionic trap potential opening by external field. Correlation of this traps with potential inhomogeneities potential wells for mobile particles at IF under consideration was discussed. It should be noted that mobile ions in an insulator can be used for the interface potential inhomogeneity diagnostics.

E-mail: abel@ms.ire.rssi.ru