

Реконструкция зависимостей туннельного тока от напряжения на окисле по динамическим вольт-амперным характеристикам гетероструктур $n^+-Si-SiO_2-n-Si$

© А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская, В.Г. Нарышкина, Г.В. Чучева¹

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

(Получена 30 ноября 2006 г. Принята к печати 18 декабря 2006 г.)

Прецизионные измерения динамических вольт-амперных характеристик структуры $Al-n^+-Si-SiO_2-n-Si$ с тонким ($< 50 \text{ \AA}$) окислом позволяют выделить из полного тока его активную (I_a) и емкостную (I_c) составляющие. Развита алгоритм анализа последней, обеспечивающий определение в едином эксперименте уровня легирования $n-Si$, „емкости окисла“ C_i , а также плотности и знака фиксированного в нем заряда. На основании этих данных без привлечения каких-либо подгоночных параметров в поперечных полях $|F| \leq 10 \text{ МВ/см}$ рассчитаны зависимости поверхностного потенциала $n-Si$ и падения напряжения на окисле V_i от потенциала затвора V_g . При максимальных $|F|$ слоевая плотность электронов (дырок) в $n-Si$ превышает 10^{13} см^{-2} , свидетельствуя о вырождении и размерном квантовании электронного газа. По зависимостям $I_t(V_g)$ и $V_i(V_g)$ реконструированы вольт-амперные характеристики туннельного тока $I_t(V_i) \equiv I_a(V_i)$, представленные более чем на 10 порядках величины его изменения, как в режиме обогащения поверхности $n-Si$, так и в режиме инверсии. Наблюдавшиеся характеристики $I_t(V_i)$ количественно не описываются в рамках существующих представлений о туннельном эффекте.

PACS: 73.40.Gk, 73.40.Qv, 85.30.Mn

Своеобразие субмикрометровых полевых транзисторов с изолированным затвором на основе гетеросистемы SiO_2/Si определяется двумя обстоятельствами: сверхтонким туннельно-проницаемым окислом с толщиной $h < 50 \text{ \AA}$ и наличием между металлическим полевым электродом и поверхностью SiO_2 прослойки из вырожденного поликремния [1]. Значительная проводимость столь тонких окисных слоев (плотность тока до 10 А/см^2) стимулировала интенсивные исследования туннельного эффекта в подобных структурах [1–5] и поиск новых изолирующих материалов в пару к кремнию с высокой диэлектрической проницаемостью, позволяющей сохранять инжекционную способность затвора при пониженных токах утечки за счет увеличения толщины изолятора [1,6,7]. Между тем независимо от толщины, природы и механизма электропроводности изолирующего слоя вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур полевой электрод–диэлектрик–полупроводник, как правило, резко суперлинейны [8]. Поэтому принципиально важно измерять ток сквозной проводимости не как функцию потенциала затвора V_g , а как функцию величины падения напряжения на изоляторе V_i . В противном случае ошибки в качественной и тем более в количественной интерпретации результатов эксперимента будут неизбежны. К сожалению, на практике данное обстоятельство чаще всего игнорируется [1,8].

Рассмотрим чисто экспериментальную возможность идентификации ВАХ сквозного (туннельного) тока в терминах $I_t(V_i)$. Пусть для определенности туннельные переходы электронов сквозь окисел происходят в структуре $Me-n^+-Si-SiO_2-n-Si$ (МП⁺ОП). Тогда независимо

от их направления ($n-Si \rightarrow n^+-Si$, $n^+-Si \rightarrow n-Si$) падение напряжения на окисле есть

$$V_i(V_g) = V_g + V_c + \Delta V_{ox} - \Psi_s(V_g) = -Q_s(V_g)/C_i. \quad (1)$$

Здесь V_c — контактная разность потенциалов $n^+-Si/n-Si$, $\Delta V_{ox} = qN_{ox}/C_i$ — сдвиг напряжения „плоских зон“, вызванный присутствием в окисле фиксированного заряда со слоевой плотностью N_{ox} , q — элементарный заряд, $C_i = \epsilon_0 \epsilon_i / h$ — удельная „емкость окисла“, ϵ_i и ϵ_0 — диэлектрические проницаемости окисла и вакуума, $Q_s(V_g)$ — поверхностный заряд на полупроводниковых обкладках МП⁺ОП конденсатора, $\Psi_s(V_g)$ — выраженный в вольтах эффективный поверхностный потенциал: $\Psi_s(V_g) = \Psi_{sn}(V_g) - \Psi_{sn^+}(V_g)$, $\Psi_{sn}(V_g)$ и $\Psi_{sn^+}(V_g)$ — поверхностные потенциалы $n-Si$ и n^+-Si , отсчитываемые от дна их зон проводимости E_{cn}/q и E_{cn^+}/q соответственно. Знаки $\Psi_{sn}(V_g)$, $\Psi_{sn^+}(V_g)$ в общем случае противоположны: при обогащении поверхности $n-Si$ $\Psi_{sn}(V_g) > 0$, $\Psi_{sn^+}(V_g) < 0$, а при обеднении наоборот. Ток зарядки/разрядки конденсатора $I = dQ_s/dt = (dQ_s/dV_g)(dV_g/dt) = C(V_g)(dV_g/dt)$, и

$$-Q_s(V_g) = C_i V_i(V_g) = \int_{V_{gFB}}^{V_g} C(V_g) dV_g, \quad (2)$$

где $V_{gFB} = -(V_c + \Delta V_{ox})$ — напряжение „плоских зон“ (при $V_g = V_{gFB}$ $\Psi_s = 0$, $V_i = 0$, $Q_s = 0$)¹ [8,9], $C(V_g)$ — квазиравновесная вольт-фарадная характеристика (ВФХ) МП⁺ОП структуры.

¹ Тем самым считается, что условие „плоских зон“ распространяется и на прослойку n^+-Si .

¹ E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

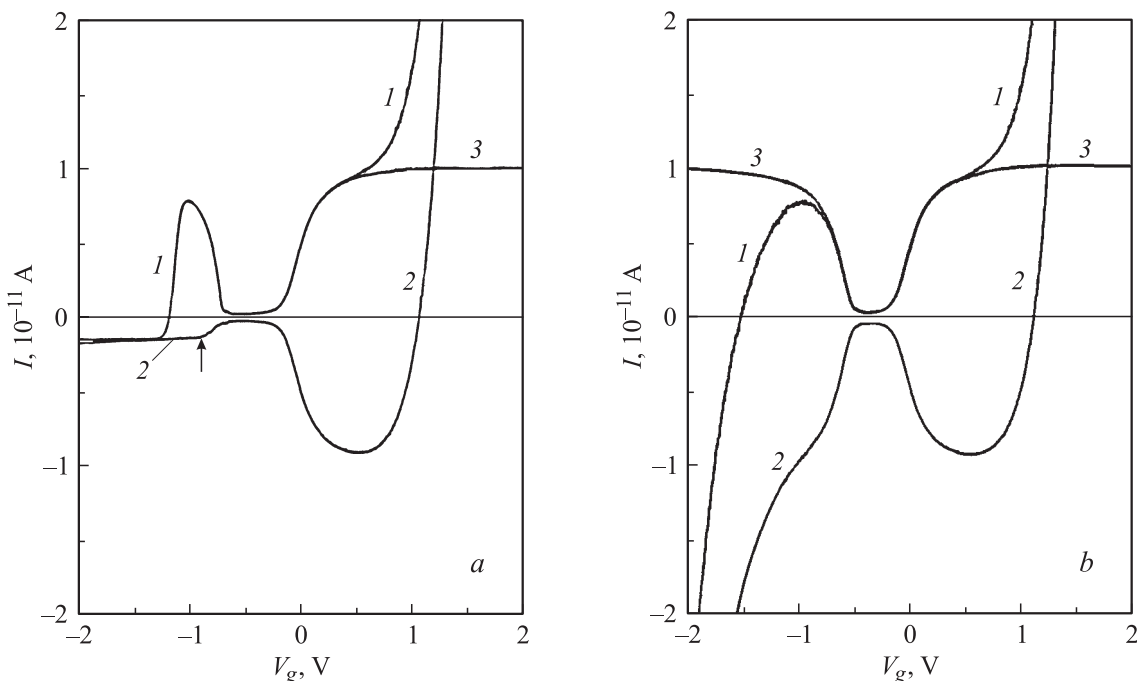


Рис. 1. Начальные области динамических ВАХ МП⁺ОП структуры $I(V_g) \equiv I^+(V_g)$ и $I(V_g) \equiv I^-(V_g)$ соответственно при линейном нарастании (1) и спаде (2) потенциала полевого электрода V_g с $|\beta| = 8 \cdot 10^{-3} \text{ В} \cdot \text{с}^{-1}$. 3 — емкостные компоненты полного тока $I(V_g) \equiv I_c(V_g) = C\beta$ (C — емкость МП⁺ОП структуры), определяемые как полуразности токов $I^+(V_g)$, $I^-(V_g)$. *a* — темновые характеристики (стрелкой отмечена область перехода к периферическому каналу генерации дырок); *b* — характеристики, полученные при слабой подсветке периферии затвора.

При анализе квазиравновесных ВФХ физически значимые результаты достигаются только при достаточно низкой погрешности определения квазиравновесной ВФХ, V_{gFB} , $C_i(h)$ и уровней легирования n -Si, n^+ Si (концентраций доноров N_d , N_d^+) [10–12]. Однако соответствующие данные получить непросто. Обычно величину N_d находят по ВФХ диодов Шоттки [8], сформированных на Si-пластинах, в дальнейшем используемых в тестовых и приборных МП⁺ОП структурах. Однако при этом исчезает уверенность в сохранении найденных таким путем значений N_d , N_d^+ в конечном продукте, подвергнувшись многочисленным радиационным и термическим обработкам. Определение V_{gFB} и $C_i(h)$ базируется на сопоставлении экспериментальной и идеальной квазиравновесных ВФХ [8–12] (для вычисления последней, собственно говоря, и необходимо точное знание N_d). Такое сопоставление в случае „толстых“ окислов ($h > 500 \text{ \AA}$) проводится в областях инверсии и обогащения, в которых емкость пограничных состояний (ПС) много меньше емкости области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, $C_{ss} \ll C_s$, так что присутствием ПС на межфазной границе SiO_2/Si можно пренебрегать [8–12]. Идеальные квазиравновесные ВФХ традиционно рассчитываются по классической теории ОПЗ [13], не адекватной условиям сильного обогащения или глубокой инверсии n -Si вследствие эффектов вырождения и размерного квантования электронного газа, проявляющихся, очевидно, тем сильнее, чем тоньше окисел. Поэтому в отношении

рассматриваемых объектов традиционная методология анализа квазиравновесных ВФХ неприемлема, в том числе из-за необходимости учета зависимости $\Psi_{sn^+}(V_g)$, к описанию ОПЗ которой формализм [13], строго говоря, неприменим. Из (1) видно: при данном поверхностном заряде $Q_s(V_g) = \text{const}$ на полупроводниковых обкладках МП⁺ОП структуры с уменьшением h и ростом C_i управляющее напряжение V_g падает. В случае сверхтонкого окисла C_i чрезвычайно велика, а V_g достаточно мало, так что требования к точности определения параметров, фигурирующих в уравнениях (1), (2), с уменьшением h становятся все более жесткими.² Поэтому измерения квазиравновесных ВФХ должны выполняться с применением прецизионной техники, которая обеспечивала бы выделение из полного тока $I(V_g)$ его емкостной, $I_c(V_g)$, и активной (в частности туннельной) компоненты, $I_a(V_g) \equiv I_t(V_g)$, в том числе в практически наиболее вероятной ситуации, когда $I_c(V_g) \ll I_t(V_g)$. Отмеченные обстоятельства обуславливают необходимость развития нового подхода к измерениям и анализу квазиравновесных ВФХ МП⁺ОП структур с туннельно-проницаемым окислом.

С этой целью при температуре $T = (293 \pm 0.1) \text{ К}$ были измерены динамические ВАХ МП⁺ОП структуры с полевым электродом Al- n^+ -Si:P ($N_d^+ \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$), изолированным от подложки n -Si (КЭФ-4.5) ориен-

² С уменьшением h зависимость $\Psi_s(V_g)$ ослабляется вследствие вырождения и квантования электронного газа [14].

тации (100) слоем пирогенного окисла с оптической толщиной 40 \AA . Полный ток $I(V_g)$ в цепи затвор- n -Si (площадь затвора $S = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$) регистрировался с цифровой точностью $\sim 0.1\%$ на установке [15] в режиме линейной развертки по напряжению $V_g = V_{0g} + \beta t$ ($V_{0g} = V_g|_{t=0}$, $|\beta| \geq 8 \cdot 10^{-3} \text{ В} \cdot \text{с}^{-1}$ — скорость развертки, t — время). Каждый измерительный цикл содержал до $2 \cdot 10^3$ пар точек I, V_g . Как показано в [10], усреднение динамических ВАХ, полученных при нарастании V_g ($\beta > 0$) и его спаде ($\beta < 0$) V_g ($I^+(V_g), I^-(V_g)$ соответственно), позволяет выделить из полного тока $I(V_g)$ его активную и емкостную компоненты: $I_a(V_g) = [I^+(V_g) + I^-(V_g)]/2$, $I_c(V_g) = [I^+(V_g) - I^-(V_g)]/2$. Непосредственно измеренные зависимости $I^+(V_g), I^-(V_g)$ и результаты их усреднения приведены на рис. 1, 2.

Представленные на рис. 1, а динамические ВАХ (кривая 1, $\beta > 0$; кривая 2, $\beta < 0$) и выделенный из них емкостной ток (кривая 3) получены в полной темноте. При $\beta < 0$ на кривой 2 ($V_g < 0$) прорабатывается лишь начало инверсии, далее ток $I(V_g)$ испытывает резкий перегиб (отмечен вертикальной стрелкой) и переходит к квазинасыщению на уровне $\sim (-10^{-12}) \text{ А}$ в независимости от знака β и величины V_g . Перегиб связан с резким замедлением темпа рождения электронно-дырочных пар через поверхностные центры генерации вследствие установления квазиравновесия между электронным заполнением этих центров и валентной зоной n -Si; за область перегиба очень низкий, слабо зависящий от V_g темп рождения дырок обусловлен исключительно их термогенерацией по периферии полевого электрода [16,17]. В течение достаточно длительного времени ($\geq 100 \text{ с}$) структура находится в состоянии сильного неравновесного обеднения, напряжение V_g падает в основном на n -Si, $V_i(V_g) \approx 0$, ток через окисел практически отсутствует [17]. При некотором $V_g < 0$ ($\beta > 0$) на кривой I возникает пик тока, связанный с переходом от безрекомбинационного режима периферической термогенерации дырок к квазиравновесному режиму инверсии. Процесс перехода существенно нестационарен и не может быть описан на основе используемых здесь представлений о квазиравновесных ВФХ. В итоге емкостной ток (кривая 3) определен в области $V_g \gtrsim -0.8 \text{ В}$, а наблюдения ВАХ $I(V_g)$ в темноте при инверсии поверхности n -Si оказались невозможными. Поэтому соответствующие измерения проводились при подсветке периферии затвора слабым (за счет пониженного напряжения питания) излучением светодиода АЛ-310А. Результаты приведены на рис. 1, б. Подсветка не влияет на характеристики (рис. 1, а) при $V_g > -0.4 \text{ В}$ и позволяет по описанному выше алгоритму выделить и в режиме инверсии из полного тока его активную и емкостную составляющие. Последняя удовлетворительно стыкуется с кривой 3 вблизи $V_g = -0.4 \text{ В}$ (рис. 1).

На рис. 2 точки отвечают статическим ВАХ $I_a(V_g)$, наблюдавшимся при ступенчатом изменении V_g (см. встав-

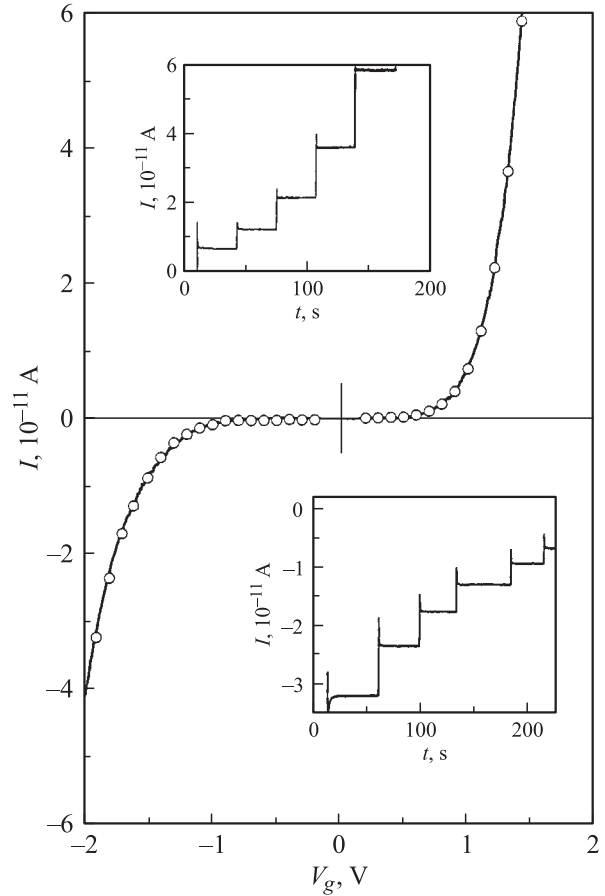


Рис. 2. Динамическая (сплошная линия, активная компонента полного тока $I(V_g) \equiv I_a(V_g)$) и статическая (точки) ВАХ МП⁺ОП структуры. Фрагменты статических „ступенчатых“ ВАХ приведены на вставках: сверху — $I(V_g) > 0, V_g$ нарастает в последовательности 1.004 (нижняя ступенька), 1.104, 1.204, 1.304, 1.404 В; внизу — $I(V_g) < 0, V_g$ уменьшается в последовательности -1.4 (верхняя ступенька), $-1.5, -1.6, -1.7, -1.8, -1.9 \text{ В}$.

ки на рис. 2). Независимость тока от времени на каждой из ступенек свидетельствует о его стационарности. Полное совпадение „динамических“ (сплошная линия) и статических (точки) ВАХ — подтверждение эффективности методики [10], позволяющей различать емкостную компоненту тока на фоне активной при их отношении ~ 0.01 . Наблюдения тока $I_c(V_g)$ в диапазоне $|V_g| > 2 \text{ В}$ возможны только при повышении $|\beta|$. Однако предельно достижимое при этом значение — $V_g \approx \pm 3 \text{ В}$, оно лимитируется разрядностью цифровых измерителей тока и нарушением режима квазиравновесия при высоких $|\beta|$. Выделенная из полного тока квазиравновесная ВФХ $C(V_g) = I_c(V_g)/\beta S$ — сплошная линия на рис. 3.

Для последующих оценок экспериментальная ВФХ экстраполировалась в недоступные для прямых наблюдений области V_g по следующей схеме. На наиболее пологих участках измеренной ВФХ ($1.5 < V_g < 3 \text{ В}, -3 < V_g < -2 \text{ В}$) с использованием адаптивного ти-

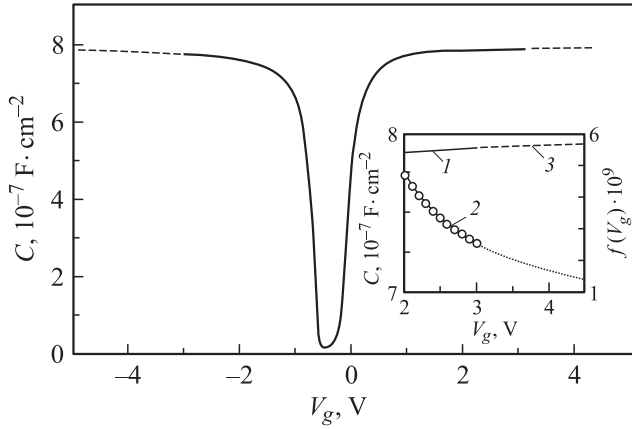


Рис. 3. Квазиравновесная ВФХ МП⁺ОП структуры $C(V_g) = I_c(V_g)/\beta S$. Емкостной ток $I_c(V_g)$ выделен из динамической ВАХ полного тока усреднением зависимостей $I^+(V_g)$ и $I^-(V_g)$. На вставке — иллюстрация метода экстраполяции квазиравновесной ВФХ в недоступный для непосредственных измерений диапазон V_g : 1 (сплошная линия) — квазиравновесная ВФХ $C(V_g)$ в области измерений; 2 (точки) — производная ВФХ в области 1 $dC(V_g)/dV_g$; 2 (сплошная линия и пунктир) — квазигиперболическая аппроксимация производной $dC(V_g)/dV_g$; 3 (штриховая линия) — экстраполированный участок квазиравновесной ВФХ, полученный интегрированием производной 2 (пунктир). Шум на ВФХ в диапазоне $-3 \leq V_g \leq 3$ В сглажен посредством цифровой фильтрации [18].

хоновского алгоритма [18] находились производные $dC(V_g)/dV_g$. Затем подбиралась аналитическая функция $f(V_g)$, максимально точно описывающая зависимости $dC(V_g)/dV_g$ от V_g в избранных интервалах изменения V_g , что устанавливалось посредством регрессионного анализа. Интегрирование уравнения $dC(V_g) = f(V_g)dV_g$ до предпробойных полей ($F \approx V_g/h \approx 1 \cdot 10^7$ В/см) позволяло оценить ход квазиравновесной ВФХ вплоть до его естественного предела (электрического пробоя окисла). Экстраполированные участки ВФХ изображены на рис. 3 штриховой линией. Наилучшие результаты дают квазигиперболические функции вида: $f(V_g) = D/V_g^\gamma$, $D = -1.321 \cdot 10^{-8}$ Ф·см⁻²·В^{0.5}, $\gamma = 1.5$ (обогащение); $D = -2.722 \cdot 10^{-7}$ Ф·см⁻²·В^{1.95}, $\gamma = 2.95$ (инверсия). Пример реализации данной процедуры показан на вставке к рис. 3. Идентификация ВАХ активного тока $I_a(V_g) \geq 10^{-8}$ А не вызывала затруднений, так как при минимальной $|\beta|$ емкостной ток $I_c(V_g) \ll 10^{-8}$ А.

Заслуживает внимания весьма наглядный факт: обычно емкость структур в области квазинасыщения квазиравновесной ВФХ отличается от „емкости окисла“ C_i лишь на несколько процентов или даже на десятые доли процента [9,10,12]. Емкость же исследуемой структуры в сильных поперечных полях (рис. 3) оказывается меньше $C_i(h = 40 \text{ \AA}) = 8.620 \cdot 10^{-7}$ Ф·см⁻² на $\sim 10\%$. Этот факт — прямое следствие пиннинга уровня Ферми

n -Si у краев разрешенных зон, обусловленного вырождением и размерным квантованием электронного газа (см. сноску²), а также существования ОПЗ у поверхности n^+ -Si, емкость которой $C_{sn^+} = C_{sn^+}(V_g) \neq \infty$. Развиваемые далее алгоритмы анализа квазиравновесных ВФХ, определения функции $V_i(V_g)$ и установления ряда базовых электронных характеристик МП⁺ОП структуры не зависят ни от состояния электронного газа в слоях сильного обогащения или глубокой инверсии n -Si, ни от других отмечавшихся выше факторов.

При низкой плотности ПС на контакте SiO₂/Si и потенциалах V_g , отвечающих переходу от напряжения „плоских зон“ к началу инверсии, у поверхности n -Si возникает слой обеднения, емкость которого $C_{sn}(\Psi_{sn})$ корректно описывается теорией [13]. В этом случае легко убедиться, используя уравнение $d\Psi_s/dV_g = 1 - C(V_g)/C_i = C(V_g)/C_{sn}(\Psi_{sn})$ [8,9], соотношение $C^{-1}(V_g) = C_{sn}^{-1}(\Psi_{sn}) + C_i^{-1}$ и производную $dC(V_g)/dV_g = [dC(V_g)/d\Psi_{sn}](d\Psi_{sn}/dV_g)$, что

$$\left. \frac{dC^{-2}(V_g)}{dV_g} \right|_{V_g = \tilde{V}_g} = \left. \frac{dC_{sn}^{-2}(\Psi_{sn})}{d\Psi_{sn}} \right|_{\Psi_{sn} = \tilde{\Psi}_{sn}}. \quad (3)$$

(Значения \tilde{V}_g и $\tilde{\Psi}_{sn}$ при этом, разумеется, всегда однозначно коррелированы). Следовательно, в режиме обеднения зависимости $C^{-2}(V_g)$ и $C_{sn}^{-2}(\Psi_{sn})$ должны описывать прямые линии с одинаковыми угловыми коэффициентами (3), определяющими уровень легирования n -Si:

$$\begin{aligned} N_d &= \frac{2}{q\varepsilon_0\varepsilon_s} \left[-\frac{1}{dC^{-2}(V_g)/dV_g} \right] \\ &= \frac{2}{q\varepsilon_0\varepsilon_s} \left[-\frac{1}{dC_{sn}^{-2}(\Psi_{sn})/d\Psi_{sn}} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где ε_s — диэлектрическая проницаемость Si. На рис. 4 приведены экспериментальная (точки, зависимость построена по темновой ВФХ — рис. 1, а, кривая 3) и идеальная (сплошная кривая 2) зависимости — $C^{-2}(V_g)$ и $C_{sn}^{-2}(\Psi_{sn})$ соответственно. Сплошная прямая 1 проведена с использованием метода наименьших квадратов. По ее угловому коэффициенту $\kappa_{ex} = -(8.187 \pm 0.003) \cdot 10^{15}$ Ф⁻²·В⁻¹·см⁴ находим $N_d = 1.449 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Данное значение N_d использовано при расчете по [13] зависимости $C_{sn}(\Psi_{sn}) = dQ_{sn}(\Psi_{sn})/d\Psi_{sn}$, где

$$\begin{aligned} Q_{sn}(\Psi_{sn}) &= \text{sgn}(-\Psi_{sn}) \frac{\sqrt{2}\varepsilon_0\varepsilon_s kT}{qL_D} \\ &\times \left[e^\theta - \theta - 1 + \left(\frac{n_i}{N_d} \right)^2 (e^{-\theta} + \theta - 1) \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (5)$$

k — постоянная Больцмана, $L_D = (\varepsilon_0\varepsilon_s kT/q^2 N_d)^{1/2}$ — дебаевская длина, $\theta = q\Psi_{sn}/kT$, $n_i = 8.34 \cdot 10^9$ см⁻³ — собственная концентрация носителей заряда в n -Si. Угловой коэффициент прямой 2 $\kappa =$

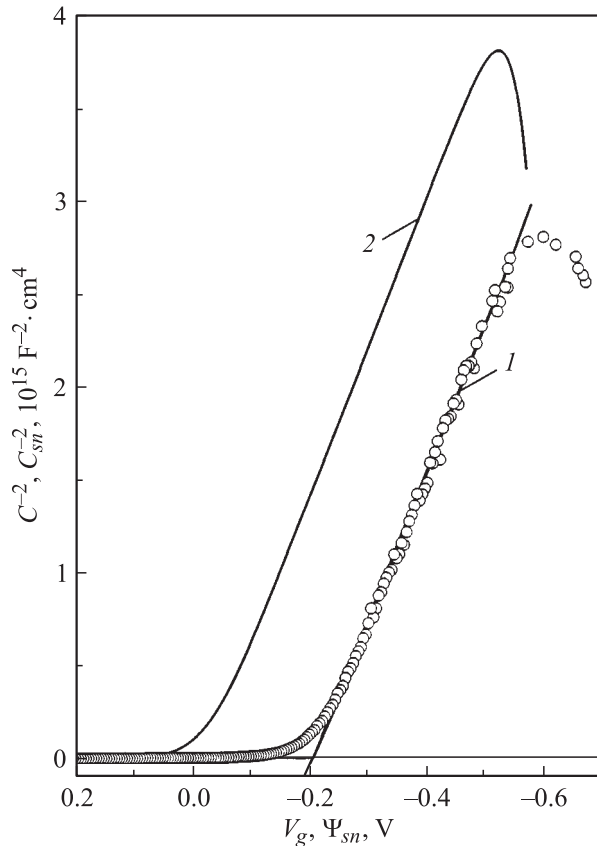


Рис. 4. Емкость МП⁺ОП структуры (точки) и идеальной ОПЗ *n*-Si (2) в координатах Шоттки $C^{-2}(V_g)$ и $C_{sn}^{-2}(\Psi_{sn})$ соответственно при обеднении поверхности *n*-Si основными носителями заряда. Сплошная линия 1 — приближение экспериментальных данных (рис. 1, а, кривая 3) с использованием метода наименьших квадратов. Функция $C_{sn}(\Psi_{sn})$ рассчитана согласно [13]. Параметры расчета: $T = 293$ К, $N_d = 1.449 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, собственная концентрация носителей заряда в *n*-Si $n_i = 8.34 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

$= -8.186 \cdot 10^{15} \text{ Ф}^{-2} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{см}^4$, т.е. весьма близок к κ_{ex} . Нарушения линейности $C^{-2}(V_g)$, $C_{sn}^{-2}(\Psi_{sn})$ обусловлены переходом структуры в режим инверсии (уменьшение V_g , Ψ_{sn}) или в режим обогащения (увеличение V_g , Ψ_{sn}). Малая средняя квадратичная ошибка линейной аппроксимации экспериментальной зависимости $C^{-2}(V_g)$ на достаточно протяженном по V_g интервале, параллельность прямых $C^{-2}(V_g)$ и $C_{sn}^{-2}(\Psi_{sn})$ и разумная для кремния марки КЭФ-4.5 концентрация доноров свидетельствуют об отсутствии градиента их концентрации вдоль нормали к гетерогранице Si/SiO₂, а также о несущественной роли ПС и ОПЗ слоя *n*⁺-Si в области обеднения *n*-Si.

Среднее расстояние по оси Ψ_{sn} , V_g между прямыми 1 и 2 на рис. 4 равно напряжению „плоских зон“ $V_{gFB} = V_g - \Psi_{sn} = -(0.193 \pm 0.003) \text{ В}$, так как $C_{sn}^{-2}(\Psi_{sn}) = C^{-2}(V_g)$ только при $C_i = \infty$, когда уравнение (1) удовлетворяется лишь при условиях $Q_s = 0$, $\Psi_s = 0$, $V_{gFB} + V_c + \Delta V_{\text{ок}} = 0$. Следовательно, если V_{gFB}

известно, то интегрирование экспериментальной квазиравновесной ВФХ (уравнение (2)) позволяет непосредственно найти зависимость от V_g поверхностного заряда на полупроводниковых обкладках МП⁺ОП конденсатора $Q_{sn}(V_g) = -Q_{sn^+}(V_g) = \text{sgn}(-Q_{sn})C_i V_i(V_g)$ (рис. 5, кривая 1).

Определение функции $V_i(V_g)$ требует установления эффективного значения „емкости окисла“ C_i . Замечая, что при „плоских зонах“ $C_i = C(V_{gFB}C_{sn}(V_{gFB})/[C_{sn}(V_{gFB}) - C(V_{gFB})])$, $C(V_{gFB}) = 0.833 \cdot 10^{-7} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-2}$, учитывая погрешность определения $C(V_g)$, равную $\sim (\pm 0.1)\%$, и рассчитывая $C_{sn}(V_{gFB})$ для *n*-Si по известной формуле [8,9] $C_{sn}(V_{gFB}) = \epsilon_0 \epsilon_s / L_D = 0.983 \cdot 10^{-7} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-2}$, находим $C_i = (8.70 \pm 0.09) \cdot 10^{-7} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-2}$ и $h = (39.6 \pm 0.4) \text{ \AA}$.

Как следует из соотношений (1), (2), значения V_{gFB} и C_i существенно определяют количественные результаты анализа квазиравновесных ВФХ, так что приведенные выше напряжение „плоских волн“ и „емкость окисла“ нуждаются в независимом подтверждении. Найдем его, приравнявая емкости $C_{sn}(\Psi_{sn})$ и $C(V_g)$ в областях линейности зависимостей $C_{sn}^{-2}(\Psi_{sn})$ и $C^{-2}(V_g)$. Выберем в середине данных областей (рис. 4) некоторую произвольную точку, например точку $C_{sn}^{-2}(\Psi_{sn}^*) = C^{-2}(V_{g}^*) = 2.184 \cdot 10^{15} \text{ Ф}^{-2} \cdot \text{см}^4$, т.е. $C_{sn}^*(\Psi_{sn}^*) = C_*(V_{g}^*) = 2.140 \cdot 10^{-8} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-2}$, $\Psi_{sn}^* = -0.292 \text{ В}$, $V_{g}^* = -0.476 \text{ В}$. При $C_i \neq \infty$ такие равенства, очевидно, невозможны, и емкости $C_*(V_{g}^*)$ должны отвечать иным $C_{sn} = \tilde{C}_{sn}$ и $\Psi_{sn} = \tilde{\Psi}_{sn}$. Рассчитаем $\tilde{C}_{sn}(\tilde{\Psi}_{sn})$ по формуле $\tilde{C}_{sn}(\tilde{\Psi}_{sn}) = C_i C / (C_i - C)$, где $C_i = 8.70 \cdot 10^{-7} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-2}$, а $C = C_*(V_{g}^*) = 2.140 \cdot 10^{-8} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-2}$. Имеем: $\tilde{C}_{sn}(\tilde{\Psi}_{sn}) = 2.194 \cdot 10^{-8} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-2}$, $\tilde{\Psi}_{sn} = -0.281 \text{ В}$. Разность $V_{g}^* - \tilde{\Psi}_{sn} = -0.476 + 0.281 = -0.195 \text{ В}$ есть не что

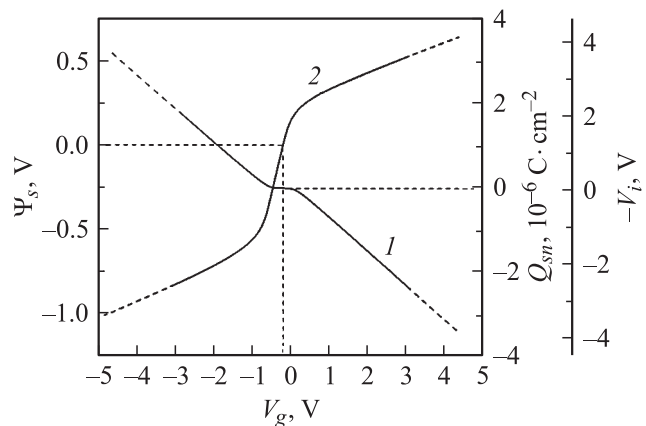


Рис. 5. Зависимости от потенциала полевого электрода V_g поверхностного заряда $Q_{sn}(V_g)$ *n*-Si (1) и обобщенного поверхностного потенциала $\Psi_s(V_g)$ МП⁺ОП структуры (2), рассчитанные по экспериментальной квазиравновесной ВФХ (рис. 3) на основании уравнений (1), (2). Падение напряжения на окисле $V_i(V_g) = -Q_{sn}(V_g)/C_i$ идентифицирует ось ординат $-V_i$.

иное как V_{gFB} , поскольку $\tilde{\Psi}_{sn}$ — поверхностный потенциал n -Si при обеднении (рассчитывается по величине \tilde{C}_{sn} , отвечающей идеальной зависимости $C_{sn}(\Psi_{sn})$) жестко коррелирован с величиной V_{g^*} ввиду однозначной связи $\tilde{C}_{sn}(\tilde{\Psi}_{sn})$ и $C_*(V_{g^*})$. Близость полученных из различных соображений значений V_{gFB} и отсутствие заметной зависимости величины $\tilde{C}_{sn}(\tilde{\Psi}_{sn})$ от погрешности определения C_i ($\sim 1\%$) свидетельствуют о приемлемости использованной ранее методики установления V_{gFB} и C_i .

Согласно (2), искомая функция $V_i(V_g)$ отличается от произведения $C_i V_i(V_g)$ только коэффициентом $C_i = \text{const}$, что позволяет найти ее простым масштабированием кривой 1 на рис. 5. Соответствующая ось V_i вынесена за пределы рис. 5, на котором (кривая 2) представлена и зависимость $\Psi_s(V_g) = \Psi_{sn}(V_g) - \Psi_{sn^+}(V_g)$, полученная по уравнениям (1), (2) с известными значениями C_i , V_{gFB} и $V_c + \Delta V_{ox}$.

Данные рис. 5 позволяют в приближении теории [13] оценить поверхностный потенциал n -Si в состояниях максимального обогащения (Ψ_{snm}^n) и инверсии (Ψ_{snm}^p). При предельных значениях V_g (рис. 5) слоевые плотности электронов $n_{sn} = Q_{snm}^n/q = 2.14 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и дырок $p_{sn} \approx Q_{snm}^p/q = 2.00 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ отвечают условиям сильного размерного квантования, при которых края разрешенных зон n -Si оказываются под (обогащение) или над (инверсия) уровнем Ферми E_{Fn} на расстояниях до $\sim 0.1 \text{ эВ}$ [14]; $E_{Fn} = kT \ln(N_c/N_d) = 0.248 \text{ эВ}$, $N_c = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости n -Si. Поверхностные заряды на полупроводниковых обкладках МП⁺ОП конденсатора при любых фиксированных V_i всегда равны по величине и противоположны по знаку, так что $Q_{snm}^n(V_{im}^n) = -Q_{sn^+m}^p(V_{im}^n) = -3.434 \cdot 10^{-6} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$ и $Q_{snm}^p(V_{im}^p) = -Q_{sn^+m}^n(V_{im}^p) = 3.212 \cdot 10^{-6} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$, $V_{im}^n = 3.94 \text{ В}$, $V_{im}^p = -3.692 \text{ В}$ — максимальное и минимальное значения V_i при обогащении и инверсии поверхности n -Si. Из уравнения (5) при $Q_{sn}(\Psi_{sn}) = Q_{snm}^p(V_{im}^p) = Q_{snm}^p(\Psi_{snm}^p) = 3.212 \cdot 10^{-6} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$, $N_d = 1.449 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $n_i = 8.34 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ находим величину $\Psi_{snm}^p = -0.95 \text{ В}$, которой отвечают минимальные значения $V_g = -4.900 \text{ В}$ и $\Psi_s^p = -1.015 \text{ В}$. Поскольку $\Psi_s^p = \Psi_{snm}^p - \Psi_{sn^+m}^n$, имеем: $\Psi_{sn^+m}^n = 0.065 \text{ В}$. Это значение максимального поверхностного потенциала n^+ -Si удовлетворяет соотношению $Q_{sn^+m}^n(\Psi_{sn^+m}^n) = -Q_{snm}^p(V_{im}^p)$. Далее по уравнению (5) при $Q_{sn}(\Psi_{sn}) = 3.212 \cdot 10^{-6} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$ и $\Psi_{sn^+m}^n = 0.065 \text{ В}$ оцениваем величину $N_d^+ = N_d^+ = 1.24 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Аналогичным путем при $Q_{sn}(\Psi_{sn}) = Q_{snm}^n(V_{im}^n) = Q_{snm}^n(\Psi_{snm}^n) = -3.434 \cdot 10^{-6} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$ и $N_d^+ = 1.24 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ определяем $\Psi_{snm}^n = 0.337 \text{ В}$ и $\Psi_{sn^+m}^p = -0.307 \text{ В}$ — поверхностный потенциал n^+ -Si при обеднении. Таким образом, при максимальных значениях $|V_g|$ края зоны проводимости E_c и валентной зоны E_v пересекают уровень Ферми n -Si как при обогащении, так и при инверсии. В первом случае дно

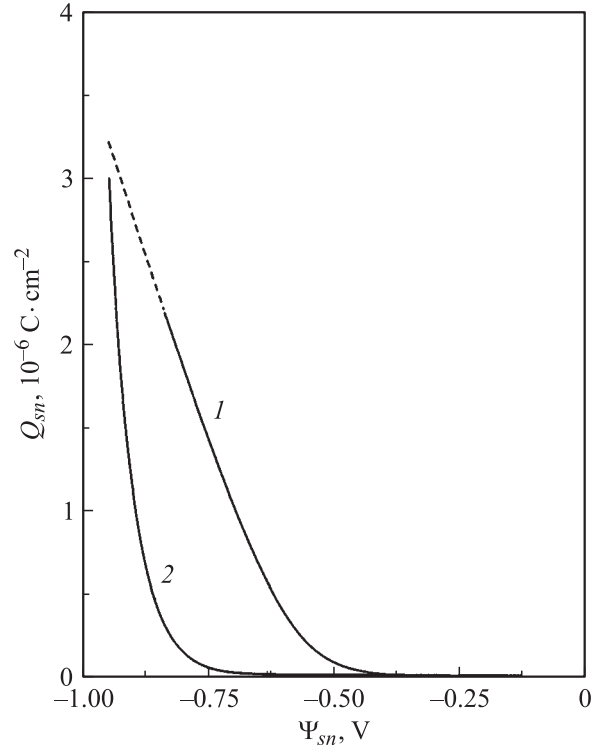


Рис. 6. Поверхностный заряд Q_{sn} при обеднении и инверсии n -Si как функция поверхностного потенциала Ψ_{sn} : 1 — экспериментальная зависимость, полученная по данным рис. 5 с учетом поверхностного потенциала n^+ -Si ($\Psi_{sn^+} > 0$), рассчитанного по [13]; 2 — зависимость, рассчитанная по [13] с параметрами исследованной МП⁺ОП структуры.

зоны проводимости на поверхности n -Si оказывается ниже уровня Ферми на 0.089 эВ ($q\Psi_{snm}^n - E_{Fn}$), а во втором — выше E_{Fn} на 0.078 эВ ($-q\Psi_{snm}^p + (E_g - E_{Fn})$); $E_g = 1.12 \text{ эВ}$ — ширина щели n -Si. Эти расстояния вполне отвечают теоретическим представлениям [14]. Небольшое различие между рассчитанным и „технологическим“ значениями N_d^+ и весьма малые изгибы зон в слое n^+ -Si в режиме обогащения ($\Psi_{sn^+m}^n \ll |\Psi_s^p|$) допускают возможность использования приближения [13] для определения Ψ_{sn}^p в функции от Ψ_s , $\Psi_{sn^+}^n$ в диапазонах инверсии и обеднения n -Si. Точная теория проникновения поля в вырожденный полупроводник в рассматриваемом случае, по-видимому, ограничится поправками к Ψ_{sn}^p 2-го порядка малости. На рис. 6 (кривая 1) приведена зависимость заряда в слое обеднения и инверсии n -Si от поверхностного потенциала, $Q_{sn}^p(\Psi_{sn}^p)$, построенная путем преобразования кривых 1, 2 на рис. 5, позволяющего представить функцию $Q_{sn}^p(V_g)$ в диапазоне $\Psi_s < 0$ в координатах $Q_{sn}^p(\Psi_s)$, а затем с учетом зависимости $Q_{sn^+}^n(\Psi_{sn^+}^n)$, рассчитанной согласно [13], и в виде $Q_{sn}^p(\Psi_{sn}^p)$. Безмодельная, чисто экспериментальная, функция $Q_{sn}^p(\Psi_{sn}^p)$ отражает реальное состояние дырочного газа в инверсионном слое n -Si, в том числе в условиях его вырождения и размерного квантования. Стоит подчеркнуть, что

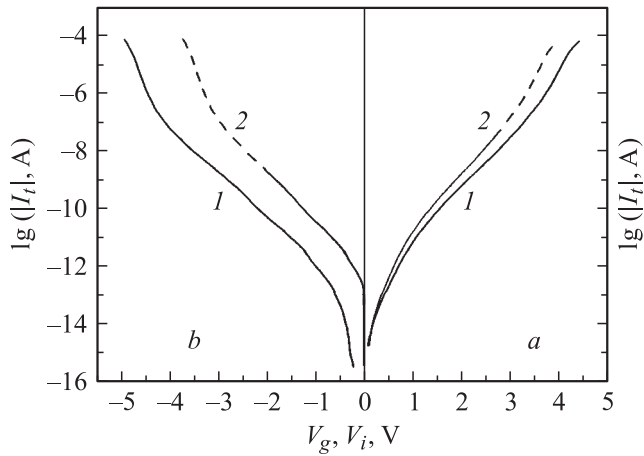


Рис. 7. ВАХ туннельного тока: 1 — в координатах $\lg I_t - V_g$; 2 — в координатах $\lg I_t - V_i$. a — обогащение n -Si, b — инверсия. Шум ВАХ в диапазоне малых токов сглажен цифровой фильтрацией [18]. Преобразование координат $V_g \rightarrow V_i$ осуществлено по данным рис. 5.

развитый алгоритм определения функции $Q_{sn}^p(\Psi_{sn}^p)$ при наличии количественной теории ОПЗ вырожденного полупроводника несложно распространить и на область обогащения n -Si. Более того, данный алгоритм в случае структур, не содержащих Π^+ -прослойки между металлом и окислом, обеспечивает точное восстановление зависимости $Q_{sn}(\Psi_{sn})$ во всем доступном для наблюдений диапазоне изменения поверхностного потенциала полупроводника, т. е. как при $\Psi_{sn} > 0$, так и при $\Psi_{sn} < 0$. Кривая 2 на рис. 6 рассчитана по [13] с параметрами исследованной $\text{МП}^+\text{ОП}$ структуры. Экспериментальная кривая $Q_{sn}^p(\Psi_{sn}^p)$ оказывается гораздо выше теоретической, что непосредственно свидетельствует о характере проявления эффектов вырождения и квантования электронного газа.

Зная V_{gFB} и V_c , легко установить знак и величину фиксированного в окисле заряда; V_c определяется разностью положений уровней Ферми в n -Si ($E_{Fn}/q = 0.248 \text{ В}$) и в n^+ -Si (E_{Fn^+}/q). Последний найдем, следуя [19]:

$$E_{Fn^+} = -\frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n^{2/3}}{2m^*},$$

где \hbar — постоянная Планка, n — объемная концентрация электронов в вырожденном полупроводнике, m^* — их эффективная масса. Принимая $n \approx N_{d^*}^+ = 1.24 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $m^* = m_0 = 9.1 \cdot 10^{-28} \text{ г}$ [19], получаем $E_{Fn^+}/q = -0.11 \text{ В}$, $V_c = 0.358 \text{ В}$, $\Delta V_{ox} = -V_{gFB} - V_c = -0.165 \text{ В}$ и $N_{ox} \approx 9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, т. е. в окисле фиксирован отрицательный заряд ($\Delta V_{ox} < 0$) с достаточно высокой плотностью, который должен существенно влиять на потенциальный барьер, определяющий вероятность туннельных переходов электронов сквозь окисел. Данный фактор невозможно учесть в теории без надежных сведений о пространственном распределении заряда по окислу.

Теперь имеются все сведения, необходимые для построения, реконструкции (на основании зависимости $V_i(V_g)$ — рис. 5) и обсуждения полномасштабных ВАХ туннельного тока $I_t(V_g)$, $I_t(V_i)$, измеренных более чем на 10 порядках величины изменения I_t как в режиме эмиссии электронов из n -Si ($V_g, V_i > 0$), так и в режиме их туннелирования из полевого электрода ($V_g, V_i < 0$). Непосредственно измеренные ($\lg I_t - V_g$) и реконструированные ($\lg I_t - V_i$) ВАХ приведены на рис. 7. Штриховые линии на рис. 7, как и на рис. 5, 6, соответствуют экстраполированным областям квазиравновесных ВФХ (рис. 3). Отсутствие сколь-нибудь заметных особенностей вблизи переходов от сплошных к штриховым линиям и монотонность последних в известной степени аргументируют разумность использованной процедуры экстраполяции квазиравновесных ВФХ за пределы измерительного диапазона. Реконструкция ВАХ $I_t(V_g) \rightarrow I_t(V_i)$ сопровождается их прогрессирующим с ростом V_i сдвигом по оси напряжений без кардинальной модификации формы. ВАХ чрезвычайно сложны и ни частично, ни тем более полномасштабно не описываются в рамках представлений о прямом туннелировании или о туннелировании по Фаулеру–Нордгейму. Приведенные на рис. 7 кривые $\lg I_t - V_g$ весьма (вплоть до деталей) качественно аналогичны ВАХ туннельных МДП диодов [8], однако и эти ВАХ так и не имеют до сих пор адекватной количественной интерпретации. Вместе с тем известен ряд работ по туннельному эффекту в $\text{МП}^+\text{ОП}$ структурах со сверхтонким окислом, демонстрирующих количественное согласие между экспериментальными туннельными ВАХ и теоретическими ВАХ, численно рассчитанными как с учетом вырождения и размерного квантования электронного газа в поверхностном эмиттирующем слое кремния, так и с учетом падения части внешнего напряжения V_g в прослойке n^+ -Si [2,20,21]. По-видимому, такое согласие следует квалифицировать лишь как кажущееся, поскольку численные расчеты базировались на вариации нескольких фундаментальных, фактически плохо известных, параметров. К их числу относятся: высота и форма туннельного барьера, определяемые не только силами изображения на обеих границах окисла [22], но и присутствием на них переходных слоев, эффективная масса туннелирующих электронов и ее зависимость от толщины окисла, свойства прослойки n^+ -Si и пр. Нельзя также не отметить, что существенный вклад в модификацию классического барьера вносит фиксированный в окисле заряд и заряд, образующийся в нем вследствие взаимодействия туннелирующих электронов с локализованными состояниями окисного слоя.

Таким образом, полученные без какой-либо подгонки туннельные ВАХ $I_t(V_i)$ и довольно реалистическая зависимость поверхностного заряда n -Si от V_i и Ψ_{sn}^p , базирующиеся исключительно на установленных в рамках единого эксперимента важнейших феноменологических характеристиках объекта исследований ($N_d, N_d^+, V_{gFB}, C_i, \hbar, N_{ox}$), — определенные ориентиры для корректной теории туннельного эффекта в $\text{МП}^+\text{ОП}$ структурах.

Поскольку развитый здесь метод наблюдения зависимостей $I_t(V_i)$ не опирается на сопоставление идеальной и реальной квазиравновесных ВФХ в областях сильного обогащения и глубокой инверсии, в экспериментальных квазиравновесных ВФХ и ВАХ объективно отражаются как фактические параметры туннельного барьера, так и специфические свойства электронного газа в поверхностном слое n -Si.

Подчеркнем в заключение, что рассмотренный алгоритм анализа квазиравновесных ВФХ применим и в отношении высокочастотных ВФХ МП⁺ОП структур со сверхтонкими окислами, требующих решения аналогичных задач, — в частности, независимого определения эффективной толщины окисла. Об актуальности таких задач свидетельствуют интенсивные поиски их оптимального решения [23–25].

Авторы признательны Е.И. Гольдману за стимуляцию экспериментов и детальные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-08-01649-а).

Список литературы

- [1] Г.Я. Красников. *Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов* (М., Техносфера, 2002) ч. 1.
- [2] Khairurrijal, W. Mizubayashi, S. Miyazaki, M. Hirose. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (22), 3580 (2000).
- [3] E.P. Nakhmedov, C. Radehaus, K. Wiczorek. *J. Appl. Phys.*, **97**, 064 107 (2005).
- [4] A. Aziz, K. Kassmi, R. Maimouni, F. Olivie' et al. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **31**, 169 (2005).
- [5] М.И. Векслер, И.В. Грехов, А.Ф. Шулекин. *ФТП*, **39**, 1430 (2005).
- [6] G. Bersuker, P. Zeitzoff, G. Brown, H.R. Huff. *Materials Today*, **7** (1), 26 (2004).
- [7] O. Blank, H. Reisinger, R. Stengl, M. Gutsche, F. Wiest, V. Capodiecchi, J. Schulze, I. Eisele. *J. Appl. Phys.*, **97**, 044 107 (2005).
- [8] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [9] E.N. Nicollian, I.R. Brews. *MOS, Physics and Technology* (N.Y., John Wiley @ Sons, 1982).
- [10] А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская, Г.В. Чучева. *ПТЭ*, № 2, 120 (2002).
- [11] А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская, Г.В. Чучева. *ФТП*, **37**, 686 (2003).
- [12] И.Б. Гуляев, А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская, Р.Д. Тихонов, Г.В. Чучева. *Микроэлектроника*, **33** (4), 227 (2004).
- [13] C.G.V. Garrett, W.H. Brattain. *Phys. Rev.*, **99** (2), 376 (1955).
- [14] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [15] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. *ПТЭ*, № 6, 110 (1997).
- [16] А.Г. Ждан, Е.И. Гольдман, Ю.В. Гуляев, Г.В. Чучева. *ФТП*, **39**, 697 (2005).
- [17] А.Г. Ждан, Г.В. Чучева, Е.И. Гольдман. *ФТП*, **40**, 195 (2006).
- [18] Е.И. Гольдман, В.А. Иванов. *Препринт ИРЭ РАН № 22 [551]* (М., 1990).
- [19] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977).
- [20] M. Fukuda, W. Mizubayashi, A. Kohno, S. Miyazaki, M. Hirose. *Jap. J. Appl. Phys.*, **37**, pt 2 (12B), 1534 (1998).
- [21] E. Cassan, P. Dollfus, S. Galdin. *J. Non-Cryst. Sol.*, **280**, 63 (2001).
- [22] E.I. Goldman, N.F. Kukharskaya, A.G. Zhdan. *Sol. St. Electron.*, **48**, 831 (2004).
- [23] K.J. Yang, C. Hu. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **46** (7), 1500 (1999).
- [24] O. Simonetti, T. Maurel, M. Jourdain. *J. Non-Cryst. Sol.*, **280**, 110 (2001).
- [25] F. Pellizzer, G. Pavia. *J. Non-Cryst. Sol.*, **280**, 235 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

The reconstruction of tunnel current dependencies on oxide voltage using dynamic current–voltage characteristics of n^+ -Si–SiO₂– n -Si heterostructures

A.G. Zhdan, N.F. Kukharskaya, V.G. Naryshkina, G.V. Chucheva

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

Abstract Precision measurements of the dynamic current–voltage characteristics of the Al– n^+ -Si–SiO₂– n -Si structure with the thin oxide ($< 50 \text{ \AA}$) allow to select from a full current its active (I_a) and capacitive (I_c) components. The analysis algorithm of the last component is developed. This algorithm provides the determination in a unified experiment of the n -Si doping level, „the oxide capacity“ C_i , as well as of the density and sign of fixed charge in the oxide. Dependencies of the n -Si surface potential and the voltage drop on the oxide V_i on the gate potential V_g are calculated on the base of experimental data obtained, without some fitted parameters in transversal electric fields $|F| \leq 10 \text{ MV/cm}$. Under maximum $|F|$ the layered density of electrons (holes) in n -Si exceeds 10^{13} cm^{-2} , being indicative of the electronic gas degeneration and quantum confinement effects. From the dependencies $I_t(V_g)$ and $V_i(V_g)$, reconstructed are the current–voltage characteristics for tunnel current $I_t(V_i) \equiv I_a(V_i)$, presented more than on ten orders of the value of its change in the regimes of n -Si surface enrichment and inversion. The $I_t(V_i)$ characteristics are not described quantitatively within the framework of existing concepts about the tunnel effect.