

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗОЛИРУЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА
В СВЕРХТОНКОЙ (42 Å) ПЛЕНКЕ ОКИСЛА КРЕМНИЯ

© 2024 г. Е. И. Гольдман, Г. В. Чучева*, И. А. Шушарин

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 05.06.2023 г.

После доработки 05.06.2023 г.

Принято к публикации 26.06.2023 г.

На основе ранее выполненных измерений туннельных вольт-амперных характеристик структур металл-SiO₂-Si (МОП) проведено моделирование изолирующего рельефа в сверхтонкой (4.2 нм) пленке окисла кремния. Потенциал в диэлектрике задавался в форме трапеции, боковые склоны которой имитировали переходные слои, а верхнее основание — объем SiO₂. Вычислены параметры модели — высота барьера и координаты угловых точек трапеции, исходя из требования максимальной близости экспериментальной и теоретической производных по напряжению от логарифма тока. Обнаружены общие, с более тонкими пленками (3.7 нм) окисла кремния, черты изолирующего потенциала: барьер занимает до половины номинального объема диэлектрического промежутка и сдвинут к полемому электроду, а его склон в сторону полупроводниковой подложки гораздо более пологий по сравнению с примыкающим к затвору.

Ключевые слова: туннельные вольт-амперные характеристики, моделирование изолирующего рельефа, производные по напряжению от логарифма тока

DOI: 10.31857/S0033849424030061, **EDN:** JVBQXB

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Сверхтонкие (с толщиной менее 5 нм) слои окисла кремния являются в настоящее время и останутся в перспективе минимум одного-двух десятиков лет основным изолятором, используемым в производстве работающих и новых структур нанoeлектроники [1]. На это указывают два обстоятельства. Во-первых, при термическом окислении кремния [2], особенно в его наиболее современной форме — радикальном термическом окислении с генерацией водяного пара у поверхности Si (in situ steam generation — ISSG) [3], — удается создавать бездефектные, практически не содержащие электронных ловушек пленки SiO₂ с высокими надежностными характеристиками. Это относится к активным элементам для электроизолирующих областей интегральных схем. Во-вторых, достигнуты толщины пленок оксида кремния под затвором в несколько атомных слоев [4]. А материалы-кандидаты на замену окисла кремния таких свойств еще не достигли. Таким образом, массовый переход в нанoeлектронной технологии от пленок SiO₂ к изолирующим слоям из диэлектриков с проницаемостью, существенно большей, чем у диоксида кремния, или сегнетоэлектриков — это вопрос не ближайшего будущего.

Современные методы проектирования нанoeлектронных элементов подразумевают проведение

обширных компьютерных вычислений из первых принципов с целью создания численных моделей работы квантовых структур и предсказания значений параметров приборов на их основе [5]. Для построения волновых функций электронов у границы раздела (ГР) кремний–окисел необходимо задавать профиль потенциала в изолирующем слое. В то же время нет никаких теоретических оснований, разрешающих для неупорядоченных материалов, коими являются и окисел кремния, и рассматриваемые в качестве его замены различные керамики, представлять волновую функцию электрона в типичном для метода эффективной массы виде — произведения медленно изменяющейся амплитуды и осциллирующей на атомных расстояниях функции координат [6]. Тем не менее фактически этим представлением пользуется абсолютное большинство исследователей электронных явлений на ГР полупроводник–SiO₂. Начиная с 70-х годов прошлого века были проведены в рамках метода эффективной массы расчеты различных квантовых эффектов и развита теория двумерного электронного газа [7]. Применение для описаний явлений на контактах с окислом уравнения Шредингера с эффективной массой электрона m означает, что используемый рельеф потенциала в изолирующем промежутке $U(z)$ (z — координата по нормали к ГР Si–SiO₂) и значение m должны быть некими величинами, которые после всех расчетов приводят

к совпадающим с экспериментом результатам. Таким образом, функцию $U(z)$ и величину m нужно определять из измерений на пленках SiO_2 в опытах, результаты которых зависят от потенциального рельефа в окисле. Для этих целей наиболее подходят эксперименты по туннелированию электронов сквозь изолирующий барьер. Отметим, что при такой постановке эффективные потенциальный рельеф $U(z)$ и масса m становятся зависимыми от индивидуальных особенностей объекта исследования — толщины пленки изолятора и технологии приготовления образца.

Атомная структура неупорядоченного окисла кремния не стыкуется с кристаллическими решетками полупроводников, из которых готовят активные элементы нанoeлектроники. Поэтому на ГР Si-SiO_2 возникает переходный слой, и его минимальная толщина при термическом окислении кремния составляет 2 атомных слоя [8]. Для сверхтонких оксидов переходы между кристаллической подложкой и SiO_2 , а также между окислом и затвором, например, из поли-Si, занимают от 35 до 100 процентов объема сверхтонкого изолятора [8]. Чем тоньше диэлектрик, тем выше доля переходных слоев в его объеме, и тем сильнее свойства его и массивного окисла различаются. Контакты кристаллической подложки с окислом и SiO_2 с поликремнием или иным материалом затвора формируются в неодинаковых технологических процессах и поэтому имеют разную кристаллическую структуру. Следовательно, нужно ожидать и разных, несимметричных по форме координатных зависимостей профиля изолирующего потенциала на этих ГР. Последнее обстоятельство согласуется с результатами экспериментов [9, 10].

Алгоритм построения из экспериментальных туннельных вольт-амперных характеристик (ВАХ) сверхтонких слоев SiO_2 зависимостей эффективно-го изолирующего потенциала от координаты и величины массы туннелирующего электрона был построен в [11] и далее развит в [12]. Решение задачи обращения экспериментальных данных основано на вычислении из полевых зависимостей туннельного тока $I(V)$ на ветвях ВАХ обеднения и обогащения кремния функций

$$f(V) = \left[\frac{z_2(V)}{H} \right]^{3/2} - \left[\frac{z_1(V)}{H} \right]^{3/2}.$$

Здесь $V = |V_i|$, V_i — падение внешнего напряжения на окисле, $z_1(V)$ и $z_2(V)$ — координаты ближней и дальней точек поворота, H — толщина слоя SiO_2 . В работе [11] было показано, что

$$f(V) = -\frac{4\bar{V}^{1/2}}{\pi} \int_0^{x_{\max}} \dot{\Phi}(V + x^2) dx, \quad (1)$$

где $\bar{V} = \left(\frac{9\hbar^2}{32mH^2q} \right)$ — константа с размерностью на-

пряжения, $\hbar$ — постоянная Планка, q — элементарный заряд, $x_{\max} = (V_{\max} - V)^{1/2}$ — максимальное значение переменной интегрирования, $V_{\max}$ — падение напряжения на слое окисла, отвечающее снятию изолирующего барьера,

$$\dot{\Phi}(V) = -\frac{d}{dV} \ln \left[\frac{I(V)}{I_*} \right] < 0,$$

I_* — нормировочное значение туннельного тока. В реальной экспериментальной ситуации подаваемые напряжения ограничены из-за опасности пробоя образца $V < V_{\Pi}$ (V_{Π} — максимальное напряжение, при котором фиксируется туннельный ток). Для окисла кремния характерно $V_{\Pi} < V_{\max}$, поэтому в [11, 12] функцию $f(V)$ разделяли на две части:

$$f(V) = \bar{f}(V) + \dot{f}(V),$$

$$\bar{f}(V) = \frac{4\bar{V}^{(1/2)}}{\pi} \int_0^{x_{\Pi}} \left[-\dot{\Phi}(V + x^2) \right] dx,$$

$x_{\Pi} = (V_{\Pi} - V)^{1/2}$, а добавок $\dot{f}(V)$ вычисляли для модельного вида потенциала $U(z)$ с параметрами, максимально сближающими экспериментальную и модельную ВАХ. Такой подход оправдан, если в достаточно широком диапазоне напряжений удовлетворяется соотношение $\bar{f}(V) \gg \dot{f}(V)$ (именно для проверки выполнения этого неравенства в [11, 12] и рассчитывались функции $\dot{f}(V)$), иначе при дальнейшем рассмотрении будет получаться не реальная картина, а смоделированная).

Если область напряжений, где проводились измерения ВАХ, слишком узка, $V_{\Pi} \ll V_{\max}$, то реализуется случай $\bar{f}(V) \leq \dot{f}(V)$. В этих условиях недостаточно данных опыта для построения реальной зависимости $U(z)$, и приходится ограничиваться только модельными представлениями о потенциальном рельефе.

Цель данной работы — рассмотреть методы построения моделей профиля изолирующего потенциала и проанализировать получающиеся результаты именно для таких экспериментальных случаев.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ ПРОФИЛЯ ПОТЕНЦИАЛА ИЗ ПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ТУННЕЛЬНОГО ТОКА ЧЕРЕЗ СВЕРХТОНКИЙ ИЗОЛИРУЮЩИЙ СЛОЙ

В качестве исходных экспериментальных данных были приняты результаты опытов, приведенные в работе [10]. Образцы представляли собой структуры на кремниевой подложке с полевым

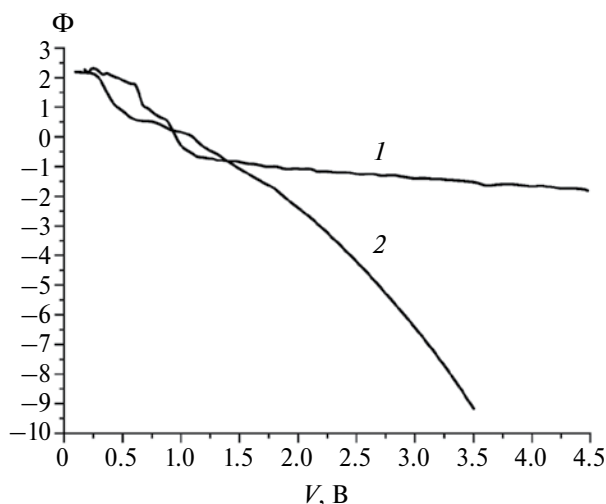


Рис. 1. Экспериментальные зависимости логарифма туннельного тока МОП-структур от напряжения: 1 — ветвь ВАХ, отвечающая обеднению полупроводника, 2 — ветвь ВАХ, отвечающая обогащению полупроводника.

электродом $\text{Al}-n^+-\text{Si}:\text{P}$ (концентрация доноров в поликремнии $N_d^+ \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$, площадь полевого электрода $S = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$), изолированным от (100) $n\text{-Si}$ слоем полученного при высокотемпературном окислении SiO_2 с оптической толщиной $h \approx 4.2 \text{ нм}$. Измерения [10] ВАХ и вольт-фарадных характеристик (ВФХ) образцов проводились в специальном нестационарном режиме, когда значения высокочастотных емкостей и тока отвечают одному и тому же состоянию образца. Данные высокочастотных ВФХ МОП-структур позволяют определить зависимости от полевого напряжения изгиба зон в полупроводнике и падения внешнего напряжения на изолирующем слое V_i . Подробности, касающиеся как свойств исследованных структур, так и методов измерений и обработки их результатов, приведены в [10]. На рис. 1 показаны экспериментальные зависимости тока через окисел от модуля падения напряжения на изолирующем слое при положительной (инжекция электронов из полупроводника, ветвь обогащения кремния свободными электронами) и отрицательной (инжекция электронов из полевого электрода, ветвь обеднения кремния свободными электронами) полярностях V_g .

Графики ветвей тока построены в логарифмическом масштабе:

$$\Phi_{\text{обог}}(V) = -\ln[I(V)/I_*] \text{ для } V_g > 0,$$

$$\Phi_{\text{обедн}}(V) = -\ln[I(V)/I_*] \text{ для } V_g < 0,$$

где V_g — полевое напряжение, $V = |V_i|$, нормировочное значение тока $I_* = 10^{-12} \text{ А}$. Максимальные напряжения, при которых фиксировался ток, составили для ветвей обеднения и обогащения

кремния соответственно $V_{\text{II}} = 4.5$ и 3.5 В . Фактически функции $\Phi(V)$ рассматриваются как аналог показателя экспоненты в квантово-механической вероятности туннелирования сквозь барьер, поэтому возникает знак минус перед логарифмом. Как следует из выражения (1), информация о рельефе потенциала в изолирующем слое содержится в производных от функций $\Phi(V)$. Поэтому, а не только из необходимости избавиться от привязки к нормировочному значению тока I_* , требуется вычислить зависимости $\Phi_{\text{обедн}}(V)$ и $\Phi_{\text{обог}}(V)$. Поскольку (см. рис. 1) экспериментальные данные зашумлены, для взятия производных нужно использовать метод регуляризации Тихонова [13]. В соответствии с [14] для сглаживания по Гауссу имеем

$$\frac{d\Phi}{dV} \approx \frac{2\pi}{\epsilon^3} \int_{V-3\epsilon}^{V+3\epsilon} (V' - V)\Phi(V') \exp\left[-\frac{\pi(V' - V)^2}{\epsilon^2}\right] dV', \quad (2)$$

где параметр ϵ имеет смысл разрешения по переменной V . С ростом ϵ систематическая ошибка счета увеличивается, а связанная с шумом — падает. Путем перебора значений ϵ было установлено, что в середине интервала измеренных напряжений минимальная сумма систематической и шумовой погрешностей достигается при $\epsilon = 0.3 \text{ В}$. Результаты дифференцирования показаны на рис. 2.

Из-за нелокальности функционала (2) и в связи с отсутствием данных за пределами измеренного диапазона напряжений в окрестности минимального и максимального V возникает “краевой эффект” — систематическая ошибка счета резко

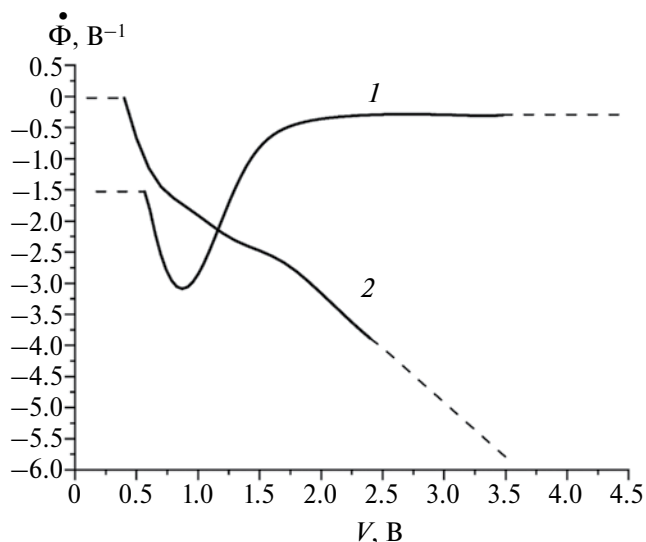


Рис. 2. Производные от экспериментальных зависимостей логарифма туннельного тока от напряжения: 1 — ветвь ВАХ, отвечающая обеднению полупроводника, 2 — ветвь ВАХ, отвечающая обогащению полупроводника; пунктиром отмечены области вблизи минимального и максимального напряжений, построенные интерполяцией результатов из близлежащих “надежных” интервалов.

нарастает. Поэтому вблизи V_{II} кривые построены линейной интерполяцией результатов из близлежащих “надежных” интервалов, а в области малых напряжений резко нарастающие “хвосты” заменены константами (см. пунктир на рис. 2).

Для формирования модели профиля изолирующего потенциала будем использовать трапециевидальную форму зависимости от координат:

$$U_{\text{мод}}(z) = \begin{cases} 0, & 0 < z < a_l - b_l, \\ \frac{z - a_l}{b_l} + 1, & a_l - b_l < z < a_l, \\ 1, & a_l < z < H - a_r, \\ -\frac{z - (H - a_r)}{b_r} + 1, & H - a_r < z < H - (a_r - b_r), \\ 0, & H - (a_r - b_r) < z < H. \end{cases} \quad (3)$$

Параметры этого потенциала — высота барьера U_* и безразмерные характеристики угловых точек a_l/H , b_l/H , a_r/H , b_r/H — должны подчиняться неравенствам

$$\frac{b_l}{H} < \frac{a_l}{H} < 1 - \frac{a_r}{H}, \quad \frac{a_r}{H} > \frac{b_r}{H}.$$

Выбор такой формы рельефа удобен тем, что боковые склоны трапеции имитируют переходные слои, а постоянная величина малого основания — объем однородного окисла кремния. Построение профиля потенциала в виде (3) уже применялось ранее [12] для расчета начального шага процедуры последовательных приближений. Однако использовать данные [12] для нашего образца опасно: как уже указывалось в разд. 1, эффективные потенциальный рельеф $U(z)$ и масса m зависят от индивидуальных особенностей объекта исследований — толщины пленки изолятора и технологии приготовления образца. Ниже будут проанализированы и общие, и зависящие от толщины окисла черты реального изолирующего профиля для различных сверхтонких SiO_2 . Конкретные значения параметров потенциала и эффективной массы

туннелирующего электрона определяли из условия максимального сближения модельной $\dot{\Phi}_{\text{мод}}(V)$ и экспериментальной $\dot{\Phi}(V)$ характеристик. С этой целью путем перебора значений параметров функции (3) подбирали их комбинацию, минимизирующую функционал

$$\Omega = \frac{\int_0^{V_{II \text{ обедн}}} [\dot{\Phi}_{\text{обедн}}(V) - \dot{\Phi}_{\text{мод обедн}}(V)]^2 dV}{V_{II \text{ обедн}}} + \frac{\int_0^{V_{II \text{ обог}}} [\dot{\Phi}_{\text{обог}}(V) - \dot{\Phi}_{\text{мод обог}}(V)]^2 dV}{V_{II \text{ обог}}}. \quad (4)$$

Зависимость $\dot{\Phi}_{\text{мод}}(V)$ вычисляли как

$$\dot{\Phi}_{\text{мод}}(V) = \frac{d}{dV} \left(\frac{8m}{\hbar^2} \right)^{1/2} \int_{z_{\text{мод}1}}^{z_{\text{мод}2}} \left[U_{\text{мод}}(z) - \frac{qV}{H} z \right]^{1/2} dz$$

(координаты точек поворота рассчитывали исходя из выражения (3)) и учитывали, что уровни туннелирования на ветвях ВАХ, отвечающих обеднению и обогащению кремния, различаются на энергию Ферми электронов в полупроводнике:

$$E_F = T \ln \frac{N_c}{N_d},$$

где T — температура в энергетических единицах, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости кремния, N_d — концентрация легирования полупроводника. Возможность пренебрежения шириной зоны уровней туннелирования по энергии для нашей задачи обоснована в [11]. Отметим, что разделение потенциала в изоляторе на две составляющие — собственное поле с профилем $U(z)$ и внешнее поле $qV(z/H)$ — требует установления начала отсчета напряжения V . Удобно считать, что в равновесии $V = 0$. Тогда потенциал $U(z)$ должен содержать вклады и от зарядов, фиксированных в изолирующем промежутке, и от контактной разности потенциалов полевой электрод—полупроводник.

Таблица 1. Связь констант, входящих в выражения для $\dot{\Phi}_{\text{мод}}$, с параметрами модельного потенциала для разных ветвей ВАХ МОП-структуры

Ветви ВАХ	V_{max}	ζ	η	χ	γ
Обеднение	$\frac{U_* H}{q a_l}$	$\frac{a_l}{H}$	$\frac{a_l}{b_l}$	$\frac{a_l}{b_r}$	$\frac{(a_l/H)}{1 - (a_r/H)}$
Обогащение	$\frac{(U_* - E_F) H}{q a_r}$	$\frac{a_r}{H}$	$\frac{a_r U_*}{b_r (U_* - E_F)}$	$\frac{a_r U_*}{b_l (U_* - E_F)}$	$\frac{(a_r/H)}{1 - (a_l/H)}$

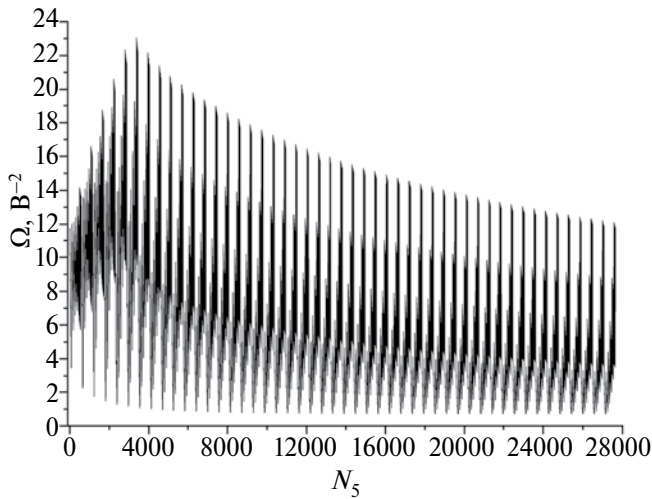


Рис. 3. Зависимость функционала Ω от номера пятерки N_s параметров модельного трапецидального потенциала для $m/m_0 = 1.8$.

Для производных от модельных зависимостей при $V < \gamma V_{\max}$ получаем

$$\dot{\Phi}_{\text{мод}} = -\frac{\zeta^{3/2} \eta V_{\max} (V_{\max} - V)^{1/2} [V^2 - (4 - \eta) V_{\max} V + 2\eta V_{\max}^2]}{2\bar{V}^{1/2} (\eta V_{\max} - V)^2 V^2} +$$

$$+ \left(\frac{\zeta}{\gamma}\right)^{3/2} \frac{\chi V_{\max} (\gamma V_{\max} - V)^{1/2} [-V^2 + (\chi + 4\gamma) V_{\max} V + 2\chi V_{\max}^2]}{2\bar{V}^{1/2} (\chi V_{\max} + V)^2 V^2},$$

а при $\gamma V_{\max} < V < V_{\max}$ —

$$\dot{\Phi}_{\text{мод}} = -\frac{\zeta^{3/2} \eta V_{\max} (V_{\max} - V)^{1/2} [V^2 - (4 - \eta) V_{\max} V + 2\eta V_{\max}^2]}{2\bar{V}^{1/2} (\eta V_{\max} - V)^2 V^2},$$

где $V_{\max}$ — напряжение снятия барьера. Выражения для констант, входящих в формулы для $\dot{\Phi}_{\text{мод}}$, приведены в табл. 1.

Минимизацию функционала (4) проводили отдельно по каждому значению эффективной массы m из набора $m/m_0 = 0.2, 0.4, \dots, 1.8, 2.0$ (m_0 — масса свободного электрона) путем перебора чисел Ω , отвечающих разным комбинациям значений параметров функции $U_{\text{мод}}(z)$. Всего для каждой m было рассмотрено более 27500 комбинаций и использована схема последовательных переходов ко все более сужающимся интервалам между соседними величинами исходных параметров зависимости (3). При всех значениях масс график зависимости Ω от номера комбинации параметров N_s функции $U_{\text{мод}}(z)$ носит осциллирующий характер (рис. 3).

Локальным минимумам на этой зависимости соответствует форма трапеции (3) со сдвигом в сторону полевого электрода. На фоне числа

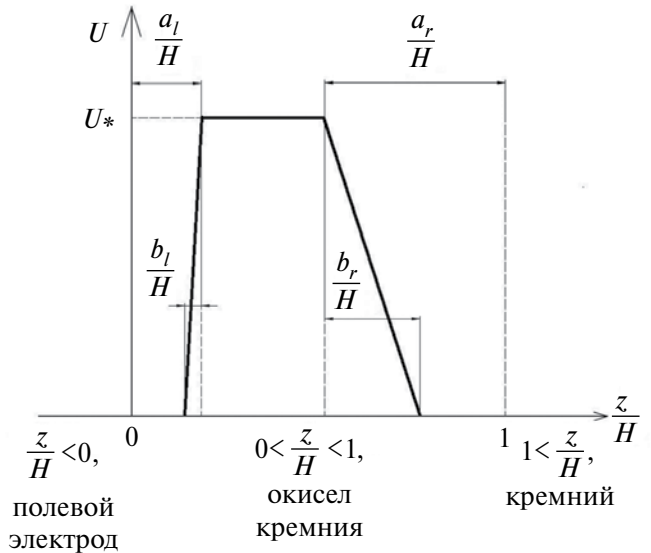


Рис. 4. Модельный профиль изолирующего потенциала в МОП-структуре со сверхтонким окислом.

$$\Xi = \frac{\int_0^{V_{\text{II обедн}}} [\dot{\Phi}_{\text{обедн}}(V)]^2 dV}{V_{\text{II обедн}}} +$$

$$+ \frac{\int_0^{V_{\text{II обог}}} [\dot{\Phi}_{\text{обог}}(V)]^2 dV}{V_{\text{II обог}}} = 74.486 \text{ В}^{-2}$$

минимальное и по массам, и по параметрам трапеции значение $\Omega_{\min} = 0.7232194 \text{ В}^{-2}$ выглядит привлекательно, и оно соответствует $m/m_0 = 1.8$ и комбинации $U_* = 24.5 \text{ эВ}$, $a_l/H = 0.133$, $a_r/H = 0.6$, $b_l/H = 0.014$, $b_r/H = 0.333$. Причем при смене значения эффективной массы изменение у $\Omega_{\min}$ происходит только в третьем знаке после запятой. Вид модельного изолирующего рельефа для найденных параметров потенциала (3) представлен на рис. 4.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Найденное значение высоты изолирующего барьера $U_* = 24.5 \text{ эВ}$ приводит к напряжениям его снятия $V_{\max} \approx 184 \text{ В}$ на ветви ВАХ обеднения кремния и $V_{\max} \approx 40.5 \text{ В}$ на ветви обогащения. Поэтому, с одной стороны, для данных экспериментов реализуется случай $V_{\text{II}} \ll V_{\max}$, и поэтому более строгие построения реального потенциального профиля, чем применение модельных форм типа (3), проводить нельзя. С другой стороны, полученное в результате максимального сближения экспериментальных и модельных характеристик значение высоты изолирующего барьера $U_* = 24.5 \text{ эВ}$ выглядит завышенным. Оно существенно превосходит

найденную ранее для более тонкого окисла (3.7 нм) величину $U_* = 3.52$ эВ [12]. По-видимому, сказываются недостатки, присущие модельному подходу построения профиля изолирующего потенциала. На смещение трапеции (3) в сторону кремния реакция функционала (4) резкая — величина $\Omega_{\min}$ повышается в десятки раз, а на увеличение величины эффективной массы туннелирующего электрона реакция слабая — $\Omega_{\min}$ изменяется с ростом m лишь только в третьем знаке после запятой. Поскольку $\Phi_{\text{мод}} \propto (m / U_*)^{1/2}$, неточности в определении m приводят к таким же относительным ошибкам в значении U_* . Иная картина восстановления реального изолирующего рельефа возникает при процедуре последовательных приближений данных, относящихся к разным ветвям ВАХ [11, 12]. Способ определения значения эффективной массы туннелирующего электрона по наилучшему переходу с ростом номера приближения n ветвей $U_{\text{обог}}^{(n)}(z)$ и $U_{\text{обедн}}^{(n)}(z)$ в единую кривую потенциального рельефа оказывается в общем комплексе построения $U(z)$ и поэтому более надежен.

Несмотря на перечисленные критические моменты модельного метода построения изолирующего профиля в сверхтонком слое окисла кремния, такой подход позволяет определить ряд общих черт для подзатворных пленок SiO_2 разной толщины. В первую очередь это касается пространственной области сосредоточения потенциала — высокий барьер занимает отнюдь не весь номинальный объем изолятора. Для образца, исследованного в данной работе, изолирующий потенциал сосредоточен в 0.4 объема SiO_2 . Близкий результат получали и в случае окисла кремния толщиной 3.7 нм [12]. Еще одна важная общая деталь потенциального профиля подзатворных пленок SiO_2 разной толщины — их форма несимметрична по отношению к подложке и полемому электроду (см. рис. 4). Барьер “придвинут” к ГР с поликремнием, его склон со стороны затвора гораздо круче, чем со стороны подложки. В результате ВАХ подобных объектов имеют резко асимметричный вид — нарастание тока с напряжением на ветви ВАХ обогащения кремния гораздо сильнее, чем на ветви обеднения [9, 10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаруженные ранее [12] и подтвержденные в данной работе общие черты потенциального профиля подзатворных сверхтонких пленок SiO_2 разной толщины — высокий барьер сосредоточен в менее половины их номинального объема и сдвинут к ГР с поликремнием — это важный результат исследований нанометровых кремниевых структур. Объяснение этого явления требует специальных исследований, в рамках данной статьи этот факт можно только констатировать.

В научном мире все более возрастает интерес к изолирующим слоям из диэлектриков с диэлектрической проницаемостью, большей, чем у диоксида кремния или сегнетоэлектриков. Имеет место постепенное уменьшение толщин этих материалов в работающих структурах с целью приближения к десяткам ангстрем. Поэтому развитие исследований потенциального профиля тонких изолирующих слоев следует ожидать на структурах с изолирующими материалами, заменяющими окисел кремния.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (тема № 075-01110-23-01).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zwanenburg F.A., Dzurak A.S., Morello A. et al. // *Rev. Mod. Phys.* 2013. V. 85. № 3. P. 961. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.961>.
2. Красников Г.Я., Горнев Е.С., Матюшкин И.В. // *Электрон. техника. Сер. 3. Микроэлектроника*. 2018. С. 63.
3. Черняев М.В., Горохов С.А., Патюков С.И., Резванов А.А. // *Электрон. техника. Сер. 3. Микроэлектроника*. 2022. С. 31.
4. Muller D.A., Sorsch T., Moccio S. et al. // *Nature*. 1999. V. 399. № 6738. P. 758. <https://doi.org/10.1038/21602>.
5. Vasudevan R., Pilania G., Balachandran P.V. // *J. Appl. Phys.* 2021. V. 129. P. 070401. <https://doi.org/10.1063/5.0043300>.
6. Тахтамиров Э.Е., Волков В.А. // *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116. № 5. С. 1843.
7. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. *Электронные свойства двумерных систем*. М.: Мир, 1985.
8. Барабан А.П., Булавинов В.В., Коноров П.П. *Электроника слоев на кремнии*. Л.: Изд-во ЛГУ, 1988.
9. Гольдман Е.И., Левашов С.А., Чучева Г.В. // *ФТП*. 2019. Т. 53. № 4. С. 481. <https://doi.org/10.21883/FTP.2019.04.47444.9011>.
10. Белорусов Д.А., Гольдман Е.И., Нарышкина В.Г., Чучева Г.В. // *ФТП*. 2021. Т. 55. № 1. С. 24. <https://doi.org/10.21883/FTP.2021.01.50379.9511>.
11. Гольдман Е.И., Ждан А.Г., Кухарская Н.Ф., Черняев М.В. // *ФТП*. 2008. Т. 42. № 1. С. 94.
12. Гольдман Е.И., Чучева Г.В., Шушарин И.А. // *ФТП*. 2022. Т. 56. № 3. С. 328. <https://doi.org/10.21883/FTP.2022.03.52119.9756>.
13. Тихонов А.Н., Арсенин В.А. *Методы решения некорректных задач*. М.: Наука, 1986.
14. Гольдман Е.И., Иванов В.А. Адаптивный тихоновский алгоритм построения производных экспериментальных зависимостей. Препринт ИРЭ АН СССР № 22(551). М.: ИРЭ АН СССР, 1990. 24с.

MODELLING OF INSULATING POTENTIAL IN ULTRA-THIN (42 Å) SILICON OXIDE FILM

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

Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radio-engineering and Electronics of RAS, Vvedensky Square, 1, Fryazino, Moscow region, 141190 Russia

**E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru*

Received June 5, 2023; revised June 5, 2023; accepted June 26, 2023

Based on previously conducted measurements of the tunneling current-voltage characteristics of metal-SiO₂-Si (MOS) structures, modeling of the insulating potential in an ultra-thin (4.2 nm) silicon oxide film was performed. The potential in the dielectric was defined in the shape of a trapezoid, with the lateral slopes simulating transition layers and the top base representing the bulk of SiO₂. The model parameters – the barrier height and the coordinates of the trapezoid's corner points – were calculated to achieve the maximum match between the experimental and theoretical voltage derivatives of the current logarithm. Common features of the insulating potential, similar to those in thinner silicon oxide films (3.7 nm), were identified: the barrier occupies up to half of the nominal volume of the dielectric gap and is shifted towards the gate electrode, with its slope towards the semiconductor substrate being much more gradual compared to the slope adjacent to the gate.

Keywords: tunneling current-voltage characteristics, insulating potential modeling, voltage derivatives of the current logarithm