

# Специфика туннелирования носителей между валентной зоной кремния и металлом в приборах на основе структуры Al/high-K-oxide/SiO<sub>2</sub>/Si

© М.И. Векслер, И.В. Грехов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: shulekin@mail.ioffe.ru

(Получена 5 ноября 2015 г. Принята к печати 19 ноября 2015 г.)

Теоретически проанализированы особенности туннелирования электронов из валентной зоны кремния или в нее в системе металл–диэлектрик–полупроводник с двойным изолятором HfO<sub>2</sub>(ZrO<sub>2</sub>)/SiO<sub>2</sub> в различных режимах. Показано, что при невысоких напряжениях относительная роль тока валентной зоны в структурах с HfO<sub>2</sub>(ZrO<sub>2</sub>)/SiO<sub>2</sub> менее значительна, чем в структурах только с диоксидом кремния. В случае очень широкозонного high-K оксида (ZrO<sub>2</sub>) для компоненты тока валентная зона–металл предсказываются немонотонности, связанные с туннелированием через верхний барьер. Применение двухслойного диэлектрика может дать определенные преимущества для ряда приборов — таких, как диод и биполярный транзистор с туннельным эмиттером (Tunnel Emitter Transistor, TET) или резонансно-туннельный диод — помимо традиционного использования high-K диэлектриков в полевом транзисторе (MOSFET).

## 1. Введение

Оксидные материалы с высокой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_H$  (так называемые high-K-оксиды; символ „K“ в англоязычной литературе иногда заменяет „ $\epsilon$ “) в последнее десятилетие стали предметом активного исследования — в основном в связи с проблемой миниатюризации полевых транзисторов [1,2]. Пленки таких материалов, например, HfO<sub>2</sub>, Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, ZrO<sub>2</sub> ( $\epsilon_H \sim 25$ ), нередко формируют поверх предельно тонкого подслоя двуокиси кремния (SiO<sub>2</sub>,  $\epsilon_1 = 3.9$ ) на Si [1], создаваемого для улучшения качества интерфейса.

При рассмотрении тока в системах металл–диэлектрик–полупроводник (МДП), в том числе с многослойным изолятором, авторы (см., например, [3]) зачастую ограничиваются анализом утечки электронов из *n*-канала, индуцируемого на границе SiO<sub>2</sub>/Si (ток  $j_{cm}$ ). Переносу заряда между валентной (*v*-) зоной кремния и металлом ( $j_{vm}$ ) уделяется гораздо меньшее внимание. Следует, однако, оговориться, что много лет назад, когда вопрос о применении туннельно-тонких окислов в полевых транзисторах еще даже не ставился, токи  $j_{cm}$  и  $j_{vm}$  совместно изучались в контексте усилительных свойств МДП-структуры: степень асимметрии  $j_{cm}/j_{vm}$  грубо определяла величину усиления. Приборы, использующие эти свойства, получили название биполярных транзисторов с МДП-эмиттером [4] и были изготовлены с однослойным барьером SiO<sub>2</sub>. Кроме упомянутых приборов, изучение компоненты  $j_{vm}$  принципиально для применения МДП-структуры в качестве инжектора горячих электронов в кремний [5] — в таком случае желательно минимизировать эту компоненту — или в качестве резонансно-туннельного диода (РТД) [6]. В МДП-РТД ток  $j_{vm}$  включает и резонансную часть, и избыточную — последнюю необходимо снижать.

В кратком сообщении [7] были обсуждены потенциальные преимущества использования двухслойного

диэлектрика, по сравнению с SiO<sub>2</sub>, в туннельных инжекторах. В настоящей работе мы более детально представим модель туннелирования между *v*-зоной кремния и металлом в структурах Al/high-K-oxide/SiO<sub>2</sub>/Si. В разд. 2 напомним основную идею. Затем в разд. 3 будет изложена математическая сторона модели. Разд. 4 посвятим расчетным результатам, а в разд. 5 приведем экспериментальные факты подавления транспорта электронов с низкими энергиями в случае двухслойного диэлектрика.

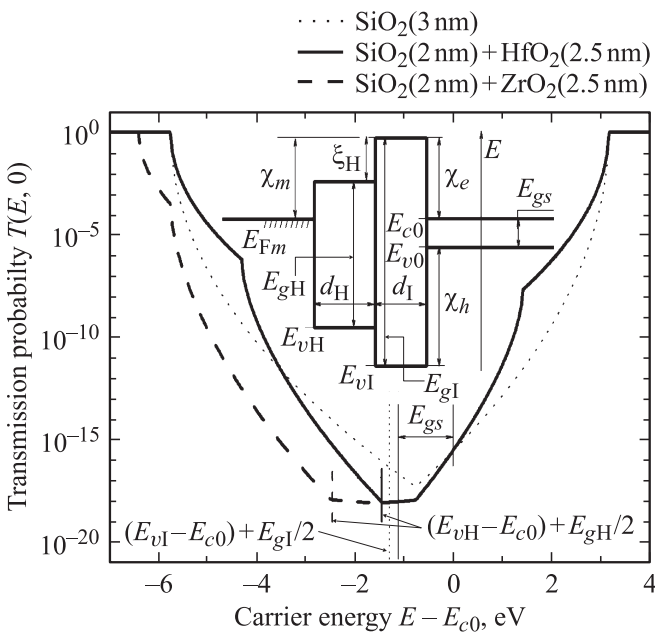
## 2. О туннелировании „*v*-зона Si–металл“ через композитный барьер „high-K/SiO<sub>2</sub>“

Каждый материал high-K характеризуется индивидуальным набором параметров. Однако общим моментом является то, что середина запрещенной зоны многих таких материалов в режиме плоских зон  $V = V_{FB}$  МДП-структуры лежит энергетически ниже середины зоны кремния (рис. 1). В связи с этим можно ожидать, что снижение вероятности прохождения при добавлении слоя high-K к слою SiO<sub>2</sub> затронет в основном компоненту  $j_{vm}$ .

Ширина запрещенной зоны high-K-оксидов ( $E_{gH}$ ) весьма велика. Поэтому туннелирование носителей, в том числе из *v*-зоны (в *v*-зону) Si, может осуществляться и через нижний, и через верхний барьеры. Эта деталь отражается в записи составляющей волнового вектора частицы в направлении туннелирования  $z$ :

$$k_z^2 = \max \left[ \frac{2m_{cz}(E - E_c)}{\hbar^2}, \frac{2m_{vz}(E_c - E_g - E)}{\hbar^2} \right] - \frac{2m_{h\perp}E_{\perp}}{\hbar^2}, \quad (1)$$

где  $E_c = E_c(z)$  — зависящая от координаты энергия края зоны проводимости барьера;  $E_g$ ,  $m_c$ ,  $m_v$  — кусочно-



**Рис. 1.** Вероятность туннелирования в структуре с high- $K$ /SiO<sub>2</sub> при  $V = V_{\text{FB}}$  (см. диаграмму на врезке).  $\chi_m = 3.17$  эВ. Подбор толщин  $d_1$ ,  $d_H$  обеспечивает примерную одинаковость  $T$  при  $E - E_{c0} \sim 0$ .

постоянные (например,  $E_g = E_{gH}$ ,  $E_{gI}$  или  $E_{gs}$ , последнее для Si) ширина зоны и массы электронов/дырок в барьере. Через  $E$  обозначена полная, а через  $E_{\perp}$  (берется в Si) — поперечная энергия носителя. На туннельной дистанции  $k_z^2$  отрицательно. Для HfO<sub>2</sub>  $E_{gH} = 5.7$ , для ZrO<sub>2</sub>  $E_{gH} = 7.8$  эВ, разрыв  $c$ -зоны  $\xi_H$  к SiO<sub>2</sub> в обоих случаях составляет 1.75 эВ, эффективные массы носителей в рассматриваемых материалах high- $K$  положены равными  $m_{cH} = m_{vH} = 0.15m_0$  (на основе данных работ [1,8–10]). Параметры SiO<sub>2</sub> хорошо известны:  $E_{gI} = 8.9$  эВ,  $m_{cI} = 0.42m_0$ ,  $m_{vI} = 0.33m_0$ , разрыв  $c$ -зоны на границе с кремнием  $\chi_e = 3.15$  эВ. В диэлектриках массы изотропны; массы в Si помечаются символами  $e$ ,  $h$  вместо  $c$ ,  $v$ : скажем,  $m_{v\perp[\text{Si}]} = m_{h\perp}$ . Иногда делаемое допущение, что при транспорте из валентной зоны, якобы, задействован только „дырочный“ барьер, устраняется.

Сказанное выше насчет подавления тока  $v$ -зоны при наличии дополнительного слоя high- $K$  оксида предполагает работу структуры в режимах невысоких напряжений, близких к  $V = V_{\text{FB}}$ . Пример преимущественного снижения вероятности туннелирования  $T$  для энергий чуть ниже края  $v$ -зоны Si (т.е. для  $E - E_{c0} \leq -E_{gs}$ ) при  $V = V_{\text{FB}}$  показан на рис. 1. При резком повышении отрицательного напряжения на металле ( $V < 0$ ) можно предвидеть, наоборот, возрастание относительной роли тока  $j_{vm}$ : диаграмма деформируется — и частицы будут переноситься в разрешенной валентной зоне материала high- $K$ . Влияние high- $K$ -слоя на токи  $j_{cm}$ ,  $j_{vm}$  в конкретных приборах будет рассмотрено в разд. 4.

### 3. Подход к моделированию тока валентной зоны

В рассуждениях мы будем предполагать, что распределение потенциала (профиль зон) в изучаемой МДП-структуре рассчитано заранее. Техника такого расчета обобщена в работе [11] для всех режимов.

Приведем выражения для тока между валентной зоной кремния и металлом. Энергии  $E_{c0}$  ( $E_{v0}$ ) и  $E_{c\infty}$  ( $E_{v\infty}$ ), используемые далее, отвечают краю  $c$ -( $v$ -)зоны Si у границы с SiO<sub>2</sub> и в толще,  $q\phi_s$  — изгиб зон в кремнии. Если зоны в Si загнуты вниз ( $E_{v0} < E_{v\infty}$ ), то

$$j_{vm} = j_{vm}^{\text{cont}} = \frac{4\pi q}{h^3} \sum_{a,b} m_{\perp}^{ab} \int_{-\infty}^{E_{v\infty}} \Delta f_{vm}(E) \int_0^{E_{v\infty}-E} \Theta^{ab}(E, E_{\perp}) dE_{\perp} dE, \quad (2)$$

где  $m_{\perp}^{ab} = \gamma_{h\perp,a} m_{h\perp,a} \gamma_{e\perp,b} m_{e\perp,b} (\sum \gamma_{e\perp,b} m_{e\perp,b})^{-1}$ , а если вверх — добавится вклад дырочной ямы:

$$j_{vm} = \frac{q}{\pi \hbar^2} \sum_{a,i} \frac{\gamma_{h\perp,a} m_{h\perp,a}}{\tau_{AR}(E_{a,i})} \times \int_{E_{v0}-q\phi_s}^{E_{v0}-E_{a,i}} \Delta f_{vm}(E) T^a(E, E_{v0} - E - E_{a,i}) dE + j_{vm}^{\text{cont}}, \quad (3)$$

где  $\Delta f_{vm}$  обозначает разность функций Ферми между  $v$ -зоной Si и Al,  $\tau_{AR}$  — период движения дырки в приповерхностной яме. Общий вид формул известен из литературы по аналогии с током зоны проводимости. Но требуют комментария некоторые детали, принципиальные для данной работы и далеко не всегда рассматриваемые в теории.

1) Пределом по полной энергии в (2) выступает не  $E_{v0}$ , а  $E_{v\infty}$ ; при  $E_{v0} < E_{v\infty}$  это позволяет учесть перенос в Si, в том числе — при сильном изгибе зон — насквозь. В последнем случае полагаем, что начальный-конечный пункты туннелирования суть  $v$ -зона квазинейтральной толщи кремния и металл (или наоборот), но не яма, формирующаяся в таком режиме в  $c$ -зоне кремния и как бы разрывающая дистанцию туннелирования.

2) Вероятность прохождения  $\Theta$  должна вычисляться методом матриц переноса. В общем случае дистанция может включать части запрещенной зоны кремния, SiO<sub>2</sub> и материала high- $K$ . Когда допустимо применение формулы Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (WKB), а именно  $T = \exp(-2 \int |\min(0, k_z^2)|^{1/2} dz)$ , обозначение  $\Theta$  заменяется символом  $T$ .

3) При нахождении  $\Theta$  любым способом используются зависимости  $k_z(z)$  волнового вектора частицы от координаты: в каждой точке учитываются верхний и нижний барьеры — частица как бы выбирает более слабый, в соответствии с (1).

4) Вводится суммирование по типам дырок ( $a$ ) и электронов ( $b$ ), Индексы  $a, b$  „пробегают“ варианты

тяжелых/легких ( $a = hh, lh$ ) дырок и тяжелых/легких ( $b = he, le$ ) электронов,  $\gamma_{\perp}$  обозначает вырождение. Это может оказаться существенным при учете туннелирования в Si, наиболее вероятного с комбинацией наименьших масс  $m_{hz,a}, m_{ez,b}$ . (Перечень значений для Si(100):  $m_{z,he} = 0.916m_0$ ,  $m_{\perp,he} = 0.190m_0$ ,  $\gamma_{\perp,he} = 2$ ,  $m_{z,le} = 0.190m_0$ ,  $m_{\perp,le} = 0.417m_0$ ,  $\gamma_{\perp,le} = 4$ ,  $m_{z,hh} = 0.291m_0$ ,  $m_{\perp,hh} = 0.433m_0$ ,  $\gamma_{\perp,hh} = 1$ ,  $m_{z,lh} = 0.245m_0$ ,  $m_{\perp,lh} = 0.230m_0$ ,  $\gamma_{\perp,lh} = 2$ ).

Ток  $j_{cm}$  между металлом и  $c$ -зоной кремния записывается аналогично. Ясно, что формула типа (3) для него будет актуальна при  $E_{c0} < E_{c\infty}$ . Именно на этом токе сконцентрировано внимание в большинстве современных работ при рассмотрении утечки электронов из  $n$ -канала полевого транзистора.

#### 4. Результаты расчета тока валентной зоны

Сначала мы рассмотрим случай инжекции электронов в кремний (подразд. 4.1.), а затем — в металл (4.2.). Первый случай актуален для транзистора с туннельным эмиттером на  $n$ -Si (топология этого прибора [4] подобна  $p$ -канальному полевому транзистору, в котором соединенные вместе исток и сток служат базовым выводом, а подложка — коллектором) и люминесцентного МДП-диода [5] на  $p$ -Si. Случай инжекции электронов из кремния это прежде всего известная ситуация утечки в  $n$ -канальном полевом транзисторе; также при положительном смещении металла интерес представляет МДП-диод на  $p^+$ -Si, в нем при неравновесном обеднении возможен эффект резонансного туннелирования (РТ) [6].

##### 4.1. Инжекция электронов в Si (биполярный транзистор с МДП-эмиттером и МДП-диод)

Для данного режима вклад  $j_{vm}^{cont}$  в ток  $j_{vm}$  невелик, суммирование в (2) по  $b$  отпадает, а по  $a$  допускает упрощение:  $j_{vm}^{cont} = 4\pi qh^{-3}\gamma_{h\perp}m_{h\perp} \int \dots (\gamma_{h\perp} = \Sigma\gamma_{h\perp,a}$ , а  $m_{h\perp} = \gamma_{h\perp}^{-1}\Sigma\gamma_{h\perp,a}m_{h\perp,a}$ ). Вместо  $\Theta$  вполне можно использовать  $T$ . Для задач работы допустимо упростить и описание тока из ямы  $v$ -зоны, заменив лестницу уровней  $E_{a,i}$  эффективным уровнем  $E_0$ , определяемым во время нахождения распределения напряжения в МДП-структуре [11]. Тогда

$$j_{vm} \approx \frac{q}{\tau_{AR}(E_0)} \times \left[ \frac{\gamma_{h\perp}m_{h\perp}}{\pi\hbar^2} \int_{E_{v0}-q\Phi_s}^{E_{v0}-E_0} \Delta f_{vm}(E)T(E, E_{v0}-E-E_0)dE \right] + j_{vm}^{cont}. \quad (4)$$

Наш расчет выполняется по этой формуле, хотя выражение в квадратных скобках иногда заменяют произведением  $N_s T(E_{v0} - E_0, 0)$ , где  $N_s$  — двумерная концентрация

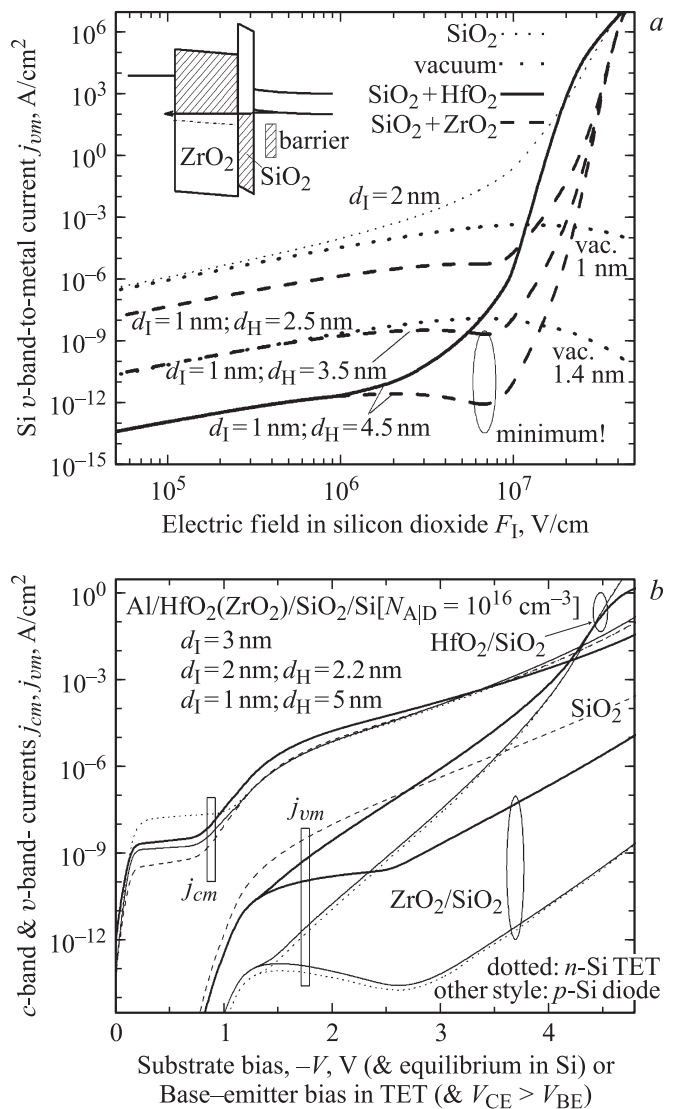


Рис. 2. Рассчитанный туннельный ток  $j_{vm}$   $v$ -зона–металл в режиме  $V < 0$ :  $a$  — как функция поля в  $SiO_2$ ;  $b$  — как функция напряжения между металлом и индуцированным дырочным слоем (рисунок дополнен кривыми  $j_{cm}$ ). В случае широкозонного high- $K$  материала ( $ZrO_2$ ) возможно немонотонное поведение тока  $j_{vm}$ . Рис.  $b$  иллюстрирует подавление  $j_{vm}$  при невысоких напряжениях за счет двухслойного диэлектрика.

дырок, а членом  $j_{vm}^{cont}$  пренебрегают. Более того, если воспользоваться грубым приближением треугольной ямы [12] для определения  $E_0$  и  $\tau_{AR}$ , можно получить

$$j_{vm} \approx \frac{q^{2/3}\epsilon_0\epsilon_1^{5/3}F_1^{5/3}}{2^{4/3}m_{hz}^{1/3}\hbar^{1/3}\lambda_0^{1/2}\epsilon_s^{2/3}} T \left[ E_{v0} - \lambda_0 \left( \frac{q\hbar\epsilon_1 F_1}{\epsilon_s \sqrt{2m_{hz}}} \right)^{2/3}, 0 \right], \quad (5)$$

где  $\lambda_0 = 2.34$  — первый нуль функции Эйри. Формула (5) полезна для качественной интерпретации. Через  $F_1$  обозначено поле в  $SiO_2$ , связанное с  $N_s$  как  $N_s = \epsilon_0\epsilon_1 F_1/q$ .

На рис. 2,  $a$  построены зависимости тока  $v$ -зоны от поля  $F_1$  в слое  $SiO_2$ ; в качестве второго слоя взяты

оксиды циркония и гафния. Выполнен также расчет для системы Al/вакуум/Si (здесь  $F_1 = F_{vac}/3.9$ ). Для МДП-структуры только с SiO<sub>2</sub> или с HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> функция  $j_{vm}(F_1)$  монотонна, а туннелирование дырок происходит через нижний барьер. Однако в случае ZrO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> есть область спада тока  $j_{vm}$  с ростом поля  $F_1$ . В данной области и левее перенос осуществляется через верхний барьер, что снижает вероятность прохождения. Это сначала перекомпенсируется ростом первого множителя в (5), но затем возникает спад  $j_{vm}$ . Далее туннелирование перенимается нижним барьером — и снова имеем рост. В искусственном случае „слоя вакуума“ вместо диэлектриков роста тока при высоких полях нет. Повторим, что  $F_1$  — это поле в SiO<sub>2</sub>, в HfO<sub>2</sub>(ZrO<sub>2</sub>) оно составит  $F_H = F_1 \epsilon_1 \epsilon_H^{-1}$ .

На рис. 2, b представлены зависимости токов  $v$ - и  $c$ -зон от разности между уровнем Ферми металла и (квази)уровнем Ферми  $v$ -зоны кремния  $E_{Fv}$ . В случае структуры на  $p$ -Si такой режим соответствует обогащению, и названная разность равна приложенному смещению с точностью до знака ( $-V$ ). Применительно к структуре на  $n$ -Si эта же полярность отвечает обеднению-инверсии, а аргумент оси на рис. 2, b, в терминах биполярного транзистора, есть напряжение база-эмиттер  $V_{BE}$  (базой служит инверсный слой). Роль легирования при таком выборе координат малозначительна. Кроме того, толщины слоев здесь подобраны так, чтобы обеспечить примерную одинаковость токов  $j_{cm}$  во всех случаях. (Оговорим, что при большей, чем у Al, работе выхода металла вместо стабилизации  $j_{cm}$  около 0 может стать  $j_{cm} < j_{vm}$ ). Как видно, в случае двухслойного изолятора ток  $j_{vm}$  при умеренных  $|V|$  меньше, чем с SiO<sub>2</sub>, так что отношение  $j_{cm}/j_{vm}$  повышается. Для инжекционного диода на  $p$ -Si это означает минимизацию непродуктивной компоненты, а для транзистора имеем улучшение усиления. При очень высоких напряжениях ток  $j_{vm}$  нарастает, как и ожидалось. Промежуточный спад  $j_{vm}$  для ZrO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> аналогичен показанному на рис. 2, a; он может привести к мультистабильности структуры на  $n$ -Si. В ней устанавливается баланс приход-уход неосновных носителей  $j_B \approx j_{vm}$ , где  $j_B$  — базовый ток, т.е. для заданных  $V_{CE}$  и  $j_B$  при немонотонном поведении  $j_{vm}$  возможны несколько (три) состояний с разными  $qV_{BE}(= E_{Fm} - E_{Fv})$  и  $j_{cm}$ . Предел  $j_B = 0$  отвечает диоду на  $n$ -Si в ситуации обеднения.

#### 4.2. Инжекция электронов в металл (полевой МДП-транзистор и МДП-диод)

В стандартном режиме испытания  $n$ -канального полевого транзистора на  $p$ -Si или в диоде на  $n$ -Si при  $V > 0$  обеспечены условия равновесия в кремнии;  $q\phi_s$  заведомо меньше, чем  $E_{gs} + E_{he,1}$  ( $E_{he,1}$  — нижний электронный уровень в яме  $c$ -зоны), а зачастую даже  $q\phi_s < E_{gs}$ . РТ транспорт исключен, и вполне можно

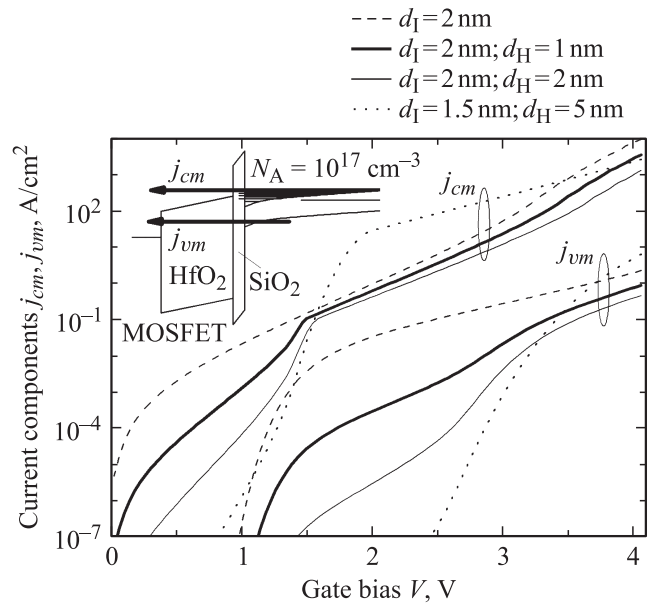


Рис. 3. Рассчитанные туннельные токи электронов и дырок в стандартном режиме испытания  $n$ -канального полевого транзистора. Отношение компонент  $j_{cm}/j_{vm}$  увеличивается для системы high-K/SiO<sub>2</sub>.

проводить расчет методом WKB:

$$j_{vm} = \frac{4\pi q}{h^3} \sum_{a,b} m_{\perp}^{ab} \int_{-\infty}^{E_{v\infty}} \Delta f_{vm}(E) \int_0^{E_{v\infty}-E} T^{a,b}(E, E_{\perp}) dE_{\perp} dE. \quad (6)$$

Этот режим подробно разобран в литературе, но внимание уделялось только току  $j_{cm}$ , так как он снижается за счет high-K диэлектрика. Достаточно очевидно, что в такой ситуации  $j_{vm} \ll j_{cm}$  и что в случае двухслойного диэлектрика различие компонент еще усугубляется. Рис. 3 демонстрирует пример на эту тему.

Эффект подавления компоненты  $j_{vm}$  заметен в диапазоне  $V \sim 2$  В; с ростом напряжения  $V$  он нивелируется, поскольку электроны даже из  $v$ -зоны Si будут переноситься выше края зоны проводимости HfO<sub>2</sub>. Естественно, демпфирование туннельного переноса с низкими энергиями при наличии дополнительного high-K слоя может затрагивать не только  $j_{vm}$ , но и  $j_{cm}$ . Ток  $c$ -зоны в рассматриваемом режиме состоит преимущественно из токов с урвней, аналогичных первому члену в (3). Как показано в [13] и подтверждалось в ходе наших расчетов, если в МДП-структуре с SiO<sub>2</sub> величина тока  $j_{cm}$  определяется утечкой с первого уровня, то при двухслойном изоляторе HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> может доминировать ток со второго-третьего уровня. Так получается при тонком SiO<sub>2</sub> и низких  $V$  (для выбранных нами параметров МДП-структур при  $V < 1-1.5$  В), а затем электроны начинают проходить слой high-K надбарьерно (при  $\epsilon_H = \infty$  все кривые  $j_{cm}(V)$  для  $d_1 = 2$  нм слились бы справа).

В отличие от только что рассмотренных  $n$ -канального транзистора и диода на  $n$ -Si, МДП-диод на подложке  $p$ -Si при  $V > 0$  работает в режиме неравновесного обеднения, когда изгиб зон  $q\phi_s$  может существенно превышать  $E_{gs}$ . При сильном легировании  $N_A$  в таком случае возможен резонансно-туннельный транспорт носителей [6] между  $v$ -зоной Si и металлом через уровни  $c$ -зоны  $E_{b,i}$ . Для расчета тока  $j_{vm}$  действительна формула (2) без превращения ее в (6), причем вероятность  $\Theta$  сама примет высокие значения при комбинациях  $E$  и  $E_{\perp} \sim E_{\perp}^* = m_{e,b\perp} m_{h,a\perp}^{-1} (E - E_{c0} - E_{b,i})$ , отвечающих РТ прохождению (специально уровни находить не надо).

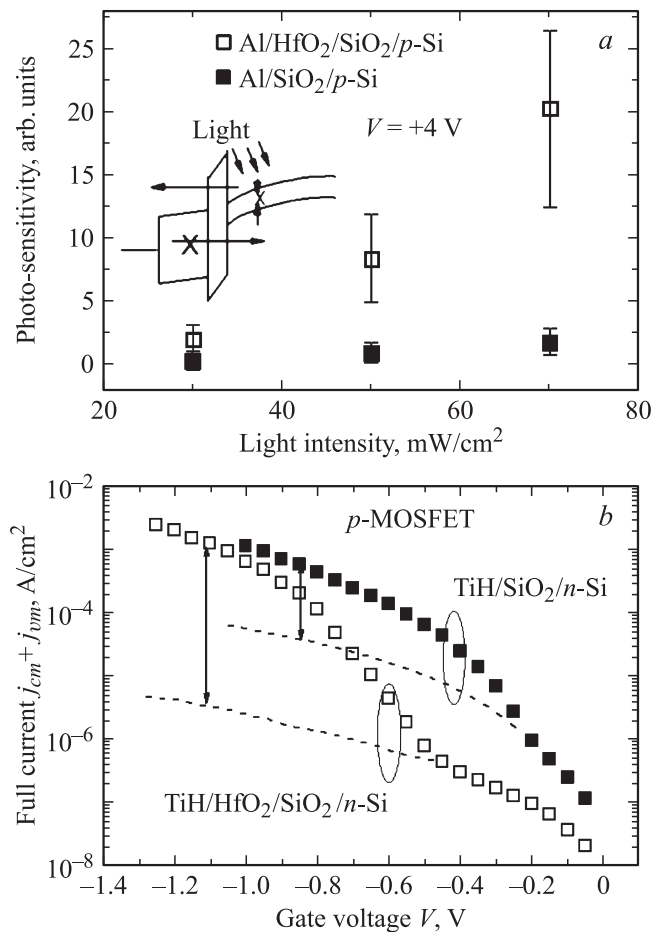
В описанной ситуации ток  $j_{cm}$  определяется термической генерацией в объеме Si, мал по величине и не представляет проблемы. Однако избыточный ток, составляющий часть тока  $j_{vm}$  и создаваемый нерезонансным переносом электронов с энергиями ниже уровней  $E_{b,i}$ , нередко оказывается весьма заметным. Для его подавления применение двухслойного диэлектрика high- $K$ /SiO<sub>2</sub> может стать неплохим решением. Вероятность туннелирования несколько снизится из-за дополнительного слоя для всех энергий, но преимущественное снижение произойдет для низкоэнергетичных электронов ( $E < E_{c0}$ ). Детально эта ситуация была рассмотрена в докладе [6], где проиллюстрировано, что в МДП-РТД с композитным диэлектриком особенности РТ должны проявляться четче, чем с SiO<sub>2</sub>.

## 5. Экспериментальные свидетельства

Целенаправленных экспериментальных исследований перераспределения туннелирования по энергии в случае двойного диэлектрика не проводилось. Но литература, посвященная полевым транзисторам с HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>, достаточно обширна, и в ней можно найти результаты измерений, относящиеся к предмету настоящей статьи, хотя цитируемые далее работы и выполнялись с совсем иными целями.

Прежде всего продемонстрировано наличие значительного дырочного тока в структурах с HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> [14,15]. Это существенно, так как могло оказаться, что поверхностные состояния на границах high- $K$  окисла имеют слишком высокую плотность, маскируя любые эффекты. Ряд результатов доказывает возрастание роли  $j_{vm}$  при высоких отрицательных смещениях  $V$ , что согласуется с нашими ожиданиями. Так, отмечалась особенность логарифмической производной  $d(\ln j)/dV$  при деформации дырочного барьера HfO<sub>2</sub> от трапецеидального к треугольному [14]. Авторами работы [15] отмечен вклад  $j_{vm}$  в перенос заряда и генерацию дефектов при  $V \sim -4$  В. В статье [16] обсуждалась смена доминирующей компоненты от  $j_{cm}$  к  $j_{vm}$  при определенных толщинах подслоя SiO<sub>2</sub>.

В экспериментальном исследовании [17] доказано подавление тока  $v$ -зоны в двухслойной системе, что ослабляет нежелательную рекомбинацию, повышая тем



**Рис. 4.** Экспериментальные свидетельства, доказывающие: *a* — подавление тока валентной зоны в случае двухслойного диэлектрика в режиме  $V > 0$ ; *b* — появление тока  $j_{cm}$  на фоне  $j_{vm}$  при малых напряжениях и рост  $j_{cm}/j_{vm}$  для HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>. Данные заимствованы из статей [17,18] и перестроены для удобства.

самым эффективность МДП-фотоприемника на основе  $p$ -Si в режиме  $V > 0$  (рис. 4, *a*). В публикации [18] рассматривались токи в структурах TiN/HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si и TiN/SiO<sub>2</sub>/Si при разных температурах; кривые для структуры на основе  $n$ -Si при 300 К из той работы (режим  $V < 0$ ) показаны на рис. 4, *b*. С учетом выбранного металла (TiN, а не Al) вблизи нуля доминирует ток  $j_{vm}$ , а затем при повышении  $|V|$  в игру вступает  $j_{cm}$ ; подробности изложены в [18]. Если экстраполировать дырочный ток влево (пунктир), можно воспринимать отношение токов, помеченных стрелкой, как усиление, — очевидно, в двухслойном случае оно больше, как это и предсказывалось нами.

Но, вообще говоря, теоретические соображения о подавлении низкоэнергетичной части туннельного тока представляются „прозрачными“ и вряд ли требуют доказательств в виде измеренных кривых. Степень достоверности выводов целиком определяется надежностью информации о high- $K$  барьере — эффективных массах и

разрывах зон на гетерограницах. К настоящему времени здесь достигнута если не стопроцентная определенность, то явная „конвергенция“ данных [1,2,8–10].

## 6. Заключение

В работе было теоретически показано, что использование двухслойного диэлектрика high- $K$ /SiO<sub>2</sub> (например, HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>) вместо одного SiO<sub>2</sub> должно приводить к существенному подавлению тока между металлом и  $\nu$ -зоной кремния, особенно низкоэнергетичной части этого тока. Это может быть полезно для транзисторов с туннельным МДП-эмиттером и туннельных МДП-инжекторов вообще. Однако при высоких отрицательных напряжениях на металле ток  $j_{vm}$  в системе high- $K$ /SiO<sub>2</sub> может доминировать. В модели рассматривалось туннелирование и через верхний, и через нижний барьеры, создаваемые запрещенными зонами окислов; из-за влияния „верхнего“ барьера ток валентной зоны как функция напряжения может вести себя немонотонным образом (для системы ZrO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>). Обсуждены экспериментальные свидетельства в пользу состоятельности идеи использования структур high- $K$ /SiO<sub>2</sub> в инжекционных МДП-приборах. Применительно к таким структурам это может стать новой „нишей“ их использования, наряду с традиционным применением high- $K$  материалов в качестве подзатворного диэлектрика в полевых транзисторах.

## Список литературы

- [1] G.D. Wilk, R.W. Wallace, J.M. Anthony. *J. Appl. Phys.*, **89** (10), 5243 (2001).
- [2] J. Robertson, R.W. Wallace. *Mater. Sci. Eng. R*, **88**, 1 (2015).
- [3] N. Yang, W.K. Henson, J.R. Hauser, J.J. Wortman. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-46** (7), 1464 (1999).
- [4] J.G. Simmons, G.W. Taylor. *Sol. St. Electron.*, **29** (3), 287 (1986).
- [5] J.G. Mihaychuk, M.W. Denhoff, S.P. McAlister, W.R. McKinnon, A. Chin. *J. Appl. Phys.*, **98**, 054 502 (2005).
- [6] G.G. Kareva, M.I. Vexler. *Proc. 23rd Intl. Symp. „Nanostructures“* (St. Petersburg) p. 241 (2015).
- [7] М.И. Векслер. *Письма ЖТФ*, **41** (17), 103 (2015).
- [8] S. Monaghan, P.K. Hurley, K. Cherkaoui, M.A. Negara, A. Schenk. *Sol. St. Electron.*, **53** (4), 438 (2009).
- [9] B. Govoreanu, P. Blomme, K. Henson, J. van Houdt, K. de Meyer. *Proc. SISPAD* (Boston, USA) p. 287 (2003).
- [10] R.K. Chanana. *IOSR J. Appl. Phys.*, **6** (4), ver. II, 55 (2014).
- [11] М.И. Векслер, С.Э. Тягинов, Ю.Ю. Илларионов, Yew Kwang Sing, Ang Diing Shenp, B.B. Федоров, Д.В. Исаков. *ФТП*, **47** (5), 675 (2013).
- [12] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985) гл. 3.
- [13] J. Coignus, R. Clerc, C. Leroux, G. Reimbold, G. Ghibaudo, F. Boulanger. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **27**, 338 (2009).
- [14] J.A. Rothschild, H. Avraham, E. Lipp, M. Eizenberg. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 122 102 (2010).
- [15] W.-T. Lu, P.-C. Lin, T.-Y. Huang, C.-H. Chien, M.-J. Yang, I.-J. Huang, P. Lehnen. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (16), 3525 (2004).
- [16] T. Ando, N.D. Sathaye, K.V.R.M. Murali, E.A. Cartier. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **32** (7), 865 (2011).
- [17] C.-S. Pang, J.-G. Hwu. *AIP Advances*, **4**, 047 112 (2014).
- [18] R.G. Southwick III, J. Reed, C. Buu, H. Bui, R. Butler, G. Bersuker, W.B. Knowlton. *IEEE Intl. Integrated Reliability Workshop (IIRW)*, Final Report, p. 48 (2008).

Редактор А.Н. Смирнов

## The features of carrier tunneling between the silicon valence band and the metal in devices based on the Al/high- $K$ -oxide/SiO<sub>2</sub>/Si structure

M.I. Vexler, I.V. Grekhov

Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The features of electron tunneling from or into the silicon valence band in a metal–insulator–semiconductor system employing the double-layered HfO<sub>2</sub>(ZrO<sub>2</sub>)/SiO<sub>2</sub> insulator, have been analyzed theoretically for different regimes. Under moderate bias voltage, a relative role of the valence band current in the HfO<sub>2</sub>(ZrO<sub>2</sub>)/SiO<sub>2</sub> stacked structures is shown to be less important than in the structures with a sole silicon dioxide layer. For the case of a very wide-bandgap high- $K$  oxide (ZrO<sub>2</sub>), a non-monotonous behavior of the valence-band — metal current component is predicted owing to tunneling via the upper barrier. Application of a dielectric stack may warrant certain advantages for operation of some devices, such as a tunnel-emitter diode and bipolar tunnel-emitter transistor (TET) or a resonant-tunneling diode, along with the conventional use of high- $K$  dielectrics in field-effect transistor (MOSFET).