

Роль эффекта ударной ионизации в формировании обратных вольт-амперных характеристик туннельных структур Al/SiO₂/n-Si

© М.И. Векслер, И.В. Грехов, А.Ф. Шулекин[†]

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

(Получена 28 декабря 1999 г. Принята к печати 29 декабря 1999 г.)

Проанализированы физические процессы, ответственные за формирование обратных вольт-амперных характеристик структур Al/SiO₂/n-Si с толщиной SiO₂ в пределах 1.2–3.2 нм и уровнем легирования кремния 10¹⁴–10¹⁸ см⁻³. Предложена новая модель для описания процесса эволюции энергии горячих электронов в таких структурах. Разграничена роль оже-ионизации и ударной ионизации. Теоретически и экспериментально изучены величины напряжений переключения туннельной МОП структуры. Показано, что напряжение переключения уменьшается с ростом толщины окисла.

Введение

Известно, что обратно смещенная структура металл-окисел-полупроводник (МОП) с толщиной окисла d менее 3 нм способна функционировать как биполярный транзистор с туннельным эмиттером [1,2]. Достоинствами такого прибора являются малость пролетного времени инверсной базы, отсутствие ограничений на уменьшение размеров эмиттера и относительная простота изготовления [2]. Кроме того, недавно было экспериментально показано, что туннельно-тонкие слои SiO₂ могут быть использованы в качестве подзатворного диэлектрика в полевых транзисторах (MOSFET) [3]. Это обусловило усиление интереса к изучению физики работы сверхтонких МОП структур в целом.

При изучении поведения туннельных МОП структур Al/SiO₂/n-Si основное внимание ранее уделялось области малых (несколько вольт) приложенных смещений V [1,2,4], причем в основном рассматривались режимы с невысоким (порядка 1 В) напряжением U на диэлектрике. Лишь в некоторых работах [4,5] делался акцент на диапазон больших U , а именно таких, при которых проявляется оже-ионизация, вызываемая изначально горячими электронами, инжектируемыми в полупроводник. Как удалось выяснить [4,6,7] оже-ионизация обуславливает положительную обратную связь в структуре и S-образность ее обратной вольт-амперной характеристики (ВАХ). Однако до сих пор не предпринималось попыток систематического изучения возможной роли ударной ионизации в области пространственного заряда (ОПЗ), влияние которой может оказаться принципиальным при больших смещениях V .

Цель настоящей работы: а) выявление физических факторов, определяющих вид обратных ВАХ структур Al/SiO₂ (1–3 нм)/n-Si в целом, б) определение напряжений переключения V_{sw} и в) выяснение роли ударной ионизации в поведении структур.

Модель

В структурах Al/SiO₂/n-Si (в отличие от многих других комбинаций материалов, например от случая золотого электрода) инжекция электронов в кремний должна иметь место при любом приложенном обратном смещении V , превышающем глубину залегания уровня Ферми Φ в толще Si (рис. 1). Дело в том, что величины верхних барьеров слева и справа (χ_m , χ_e , рис. 1) почти одинаковы, так что даже при близком к нулю напряжении U на диэлектрике не должно возникать существенного препятствия для переноса электронов с уровня Ферми металла.

Теоретически электронный ток всегда должен превышать дырочный в 100 и более раз (см., например, [1]), но на практике различие может быть и меньше [2,6]. Для описания процесса эволюции энергии электронов в туннельной МОП структуре можно предложить следующую модель.

Инжектируемые электроны изначально моноэнергетичны, причем на интерфейсе Si/SiO₂ каждый электрон обладает энергией $E_{in} = qU - (\chi_m - \chi_e)$, а затем приобретает еще некоторую энергию ΔE при баллистическом пролете через инверсионный слой. Величина ΔE принимается равной вкладу заряда инверсионного слоя в поверхностный потенциал ψ_s и определяется как $\Delta E = q^2 N_s z_{inv} / \epsilon_0 \epsilon_s$, где z_{inv} обозначает среднее удаление дырок от интерфейса, а N_s — их двумерную концентрацию.

Энергетическая релаксация электронов происходит уже за пределами инверсионной области, причем в два этапа. Первый состоит в снижении средней энергии электронов от E_{eff} до некоторой величины $\langle E \rangle$ ($\langle E \rangle$ меньше, чем E_g , но может заметно превосходить kT), определяемой максимальным полем в области пространственного заряда. Оно осуществляется на характерном удалении от интерфейса порядка длины испускания фонона λ_{ph} (6–10 нм). Ввиду сильной хаотизации движения носителей при испускании оптических фононов, это удаление (в отличие от $\langle E \rangle$) лишь в малой степени зависит от поля в ОПЗ. Поэтому $E_{eff} = (E_{in} + \Delta E)$ является величиной,

[†] Факс: +7(812) 247 91 23
E-mail: shulekin@pop.ioffe.rssi.ru

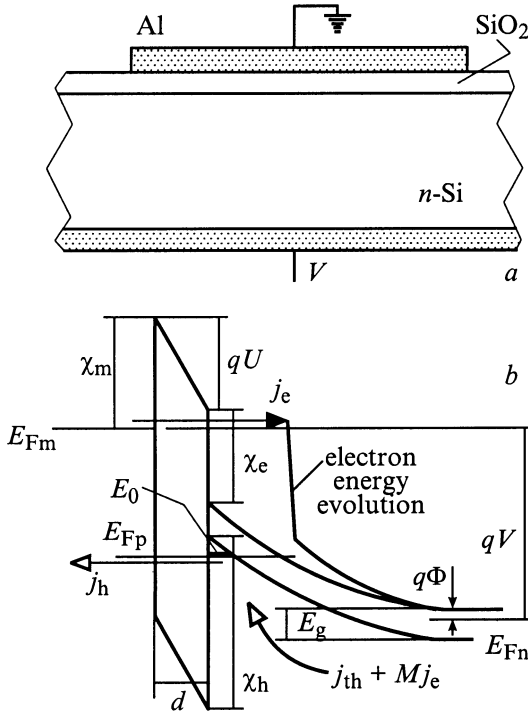


Рис. 1. *a* — туннельная МОП структура; *b* — ее зонная диаграмма при обратном смещении с обозначениями, используемыми в тексте.

определяющей характеристики первого этапа релаксации и, в частности, квантовый выход оже-ионизации P .

На втором этапе электроны полностью термализуются, постепенно теряя энергию по мере прохождения области объемного заряда (в среднем от $\langle E \rangle$ до kT). При этом за счет поля ОПЗ электроны достаточно длительное время поддерживаются горячими и способны вызвать ударную ионизацию кремния, квантовый выход которой γ зависит от размера обедненной области w и степени ее легирования N_d (т.е. как в p – n -переходе). Начальная энергия носителей E_{eff} не является в этом случае фактором, влияющим на величину γ . Коэффициент размножения электронов с учетом обоих эффектов ионизации составит $M = (1 + P(E_{\text{eff}}))(1 + \gamma(w, N_d))$.

С квантово-механической точки зрения элементарные процессы оже- и ударной ионизации идентичны, но при феноменологическом подходе мы считаем целесообразным разграничивать эти два процесса, как это было сделано выше, понимая под оже-процессом генерацию электронно-дырочных пар изначально горячими (инжектированными) электронами в процессе их энергетической релаксации, а под ударной ионизацией — генерацию этих пар электронами, разогретыми в сильном поле.

Оже-генерация в туннельных МОП структурах относительно подробно рассматривалась ранее [4–7]. Новыми в данной работе являются учет ударной ионизации, а также того обстоятельства, что движение электронов в процессе описанного выше первого этапа термализации

сильно хаотизируется. Зависимость $P(E_{\text{eff}})$ при небольших (до 3–4 эВ) E_{eff} может быть получена на основе имеющихся в литературе данных по темпу потери энергии на ионизацию τ_{ii}^{-1} и на испускание фононов τ_{ph}^{-1} (последним приписывается энергия $\hbar\omega_0$) как

$$P(E_{\text{eff}}) = w_{ii}(E_{\text{eff}}) + \sum_{i=1} w_{ii}(E_{\text{eff}} - i\hbar\omega_0) \times \prod_{j=0}^{i-1} (1 - w_{ii}(E_{\text{eff}} - j\hbar\omega_0)), \quad (1)$$

где $w_{ii}(E_e) = (1 + \tau_{\text{ph}}^{-1}(E_e)/\tau_{ii}^{-1}(E_e))^{-1}$. Выражение для γ находится путем приближенного интегрирования для хорошо известного коэффициента ионизации $\alpha_{ii} = a_0 \exp(-b_0/F(z))$, где F — поле, по области объемного заряда:

$$\gamma = a_0 q \cdot N_d w^2 \cdot b_0^{-1} \varepsilon_0^{-1} \varepsilon_s^{-1} \exp(-b_0 \varepsilon_0 \varepsilon_s / q N_d w). \quad (2)$$

Туннельные токи электронов и дырок рассчитываются по формулам

$$j_e = 3q[\chi_m - qU/2]\pi^{-1}\hbar^{-1}d^{-2}\theta_e(E_{Fm}), \quad (3)$$

$$j_h = qE_0 N_s \hbar^{-1} \theta_h(E_0), \quad (4)$$

в которых θ_e и θ_h означают вероятности туннелирования электронов и дырок соответственно [1,7,8], а E_0 — основной квантовый уровень дырок в инверсном слое. В любом режиме работы туннельной МОП структуры должно при этом удовлетворяться уравнение баланса между поступлением и потерями неосновных носителей

$$j_h + j_{\text{diff}} = j_e \cdot (M - 1) + j_{\text{th}}, \quad (5)$$

где $j_{\text{th}} = qwG$ — термоток, определяемый скоростью генерации G , а j_{diff} — ток диффузии дырок от интерфейса Si/SiO₂ в толщу Si [1], существенный только при $U \sim V$. Все входящие в (5) величины зависят от V и U .

Приняты следующие значения параметров: $T = 300$ К, $E_g = 1.12$ эВ, $\varepsilon_s = 11.9$, $\varepsilon_f = 3.9$, $G = 10^{22} \text{c}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$; $a_0 = 4.05 \cdot 10^5 \text{см}^{-1}$, $b_0 = 1.0 \cdot 10^6$ В/см (получено по данным [9]), $\tau_{ii}^{-1}/\tau_{\text{ph}}^{-1} = (E_e - E_g)^{4.2}/655$, $\hbar\omega_0 = 0.063$ эВ (согласно [10]; E_e в эВ), $\chi_m = 3.17$ эВ, $\chi_e = 3.15$ эВ, $\chi_h = \chi_e + E_g$, $m_l = 0.3m_0$ (как для электронов, так и для дырок в SiO₂), эффективные массы тяжелых дырок в кремнии: для (111) $m_z = 0.746m_0$, $m_{\perp} = 0.549m_0$, для (100) $m_z = 0.291m_0$, $m_{\perp} = 0.433m_0$ (как в нашей работе [8]). Мы не останавливаемся на способах вычисления параметров зонной диаграммы туннельной МОП структуры, а также таких величин, как z_{inv} , E_0 и w , поскольку соответствующие методики давно известны [7,8,11].

Расчетные результаты

Для расчетов мы использовали развитую ранее модель, учитывающую только основной квантовый уровень дырок в инверсионном слое [7,8].

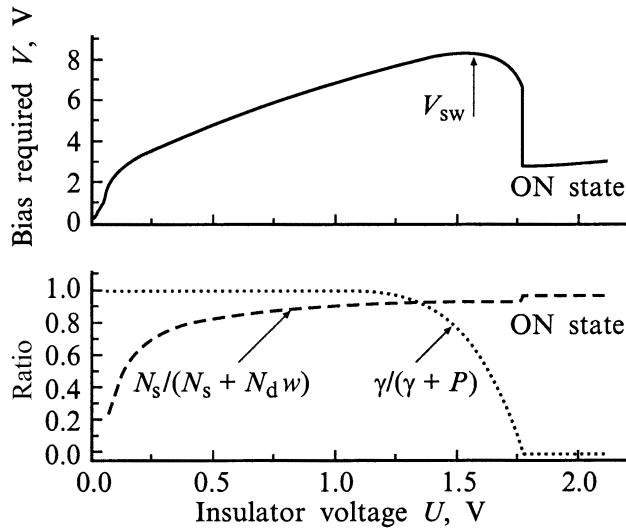


Рис. 2. Рассчитанные величины смещения V , которое необходимо приложить к структуре для создания напряжения U на диэлектрике. $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $d = 2.5 \text{ нм}$, ориентация (100). Штриховые линии — относительный вклад заряда подвижных носителей в поле в окисле ($N_s/(N_s + N_d w)$) и относительный вклад ударной ионизации в поставку дырок ($\gamma/(\gamma + P)$) в различных режимах.

На рис. 2 приведены расчетные зависимости напряжений на туннельной МОП структуре от напряжения на окисле U во всем практически интересном диапазоне U . В качестве дополнения построены также зависимости $N_s/(N_s + N_d w)$ и $\gamma/(\gamma + P)$ от U , количественно характеризующие, соответственно, роль неосновных носителей и роль двух механизмов ионизации. Аналогичные результаты получаются во всем диапазоне параметров N_d ($10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и d (1.2–3.0 нм).

Рассмотрим вначале участок до переключения. При увеличении прикладываемого к структуре обратного смещения V напряжение на диэлектрике U возрастает как за счет увеличения заряда обедненной области $N_d w$, так и — что не менее важно — за счет роста заряда инверсионного слоя N_s . Последний может в определенной степени обеспечиваться возрастающим из-за расширения ОПЗ термотоком, но значительно большую роль играют дырки, появляющиеся благодаря ударной ионизации и оже-ионизации. Если термотоком j_{th} можно пренебречь вообще, то с ростом V ситуация $N_s \ll N_d w$ сменяется на ситуацию $N_s \gg N_d w$ внутри достаточно узкого диапазона напряжений V . Напряжение порядка 1 В на туннельно-тонком окисле, необходимое для активации оже-процесса ($P > 0$), не может быть создано только зарядом ОПЗ даже в момент ее пробоя. Поэтому при увеличении V дырки генерируются сначала исключительно за счет ударной ионизации ($M = 1 + \gamma$), и только при дальнейшем повышении V становится заметным вклад от оже-механизма.

Максимум кривой $V(U)$ на рис. 2 соответствует ситуации переключения. Отметим, что вблизи точки пе-

реключения заряд дырок обеспечивает (при всех N_d) свыше 90 процентов напряжения U , а также что и ударная ионизация, и оже-ионизация в этой области играют существенную роль. В целом поведение величины $\gamma/(\gamma + P)$ допускает ясную интерпретацию. При малых U оже-ионизации нет вообще. Вблизи точки переключения P начинает быстро нарастать, причем сразу после того как максимум (V_{sw}) пройден, ее вклад в коэффициент умножения M становится абсолютно доминирующим. После переключения величина V , как функция U , резко падает, так как количество оже-дырок становится столь большим, что они должны выбрасываться в толщу полупроводника. Это — так называемое включенное состояние, описанное нами ранее [6]; в этом состоянии $\gamma = 0$ и имеется ток j_{diff} .

Как следует из сказанного, ударная ионизация, в определенной степени независимо от оже-ионизации, является основным фактором, определяющим значение V_{sw} (рис. 3). Она обуславливает начальный рост U и позволяет тем самым проявиться оже-ионизации. Оже-процесс в свою очередь является ответственным за поддержание включенного состояния и за само существование S-образности вольт-амперной характеристики (рис. 4).

На рис. 3 показаны величины напряжений переключения V_{sw} для МОП структур при различном легировании и толщинах диэлектрика от 1.2 до 3.2 нм. Напряжение переключения ограничивает рабочий диапазон транзистора с туннельным МОП эмиттером [1,6]. Как видно из рис. 3, V_{sw} во всех случаях значительно ниже напряжения пробоя ОПЗ. В момент переключения структуры ($V = V_{sw}$) напряжение на окисле, как было выяснено, составляет 1.5–2.0 В, несколько изменяясь с изменением N_d и d ; при этом $M - 1 \sim 10^{-2} - 10^{-3}$.

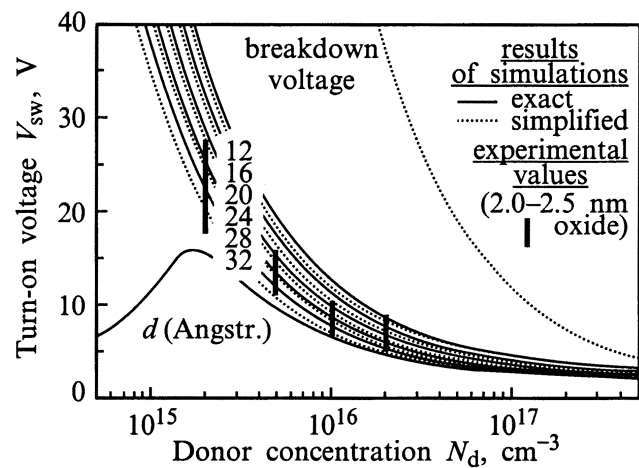


Рис. 3. Теоретические значения напряжений переключения V_{sw} в зависимости от концентрации доноров N_d : сплошные кривые — систематический расчет, точки — результаты эмпирической модели с подгоночным параметром $U_{th} = 2 \text{ В}$. Ориентация (100). Рисунок дополнен экспериментальными данными.

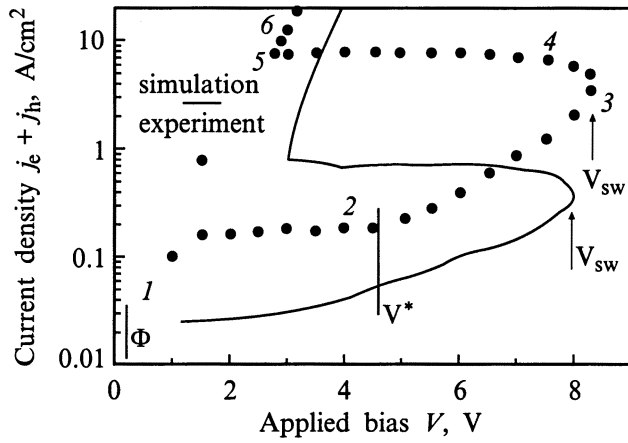


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика туннельной МОП структуры. n -Si(100), $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $d = 2.5 \text{ нм}$. Сплошная линия — расчет, точки — типичный экспериментальный результат. Наблюдается отчетливая S -образность, на величину размаха которой решающее влияние оказывает эффект ударной ионизации, а за существование которой ответственна оже-ионизация.

Поведение V_{sw} в зависимости от уровня легирования представляется естественным. С ростом N_d величина напряжения переключения снижается, в результате чего S -образность должна исчезать. Это связано в первую очередь с увеличением γ при том же V за счет усиления поля в ОПЗ. Некоторую роль играет также возрастание вклада заряда обедненного слоя в напряжение на окисле U . Отметим, однако, что в режимах, близких к переключению, решающая роль даже при сильном легировании ($N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$) остается за инверсным слоем, поддерживаемым генерируемыми дырками.

Несколько парадоксальным выглядит снижение напряжения переключения V_{sw} с ростом толщины диэлектрика d , но оно объясняется тем, что с ростом d заметно увеличивается коэффициент инжекции структуры j_e/j_h и тем самым снижается потребность в генерируемых дырках. Начиная примерно с $d = 3.0 \text{ нм}$, существенным дополнительным фактором, способствующим уменьшению размаха S -образности, становится термоток j_{th} .

Эмпирическая модель

Математическая сторона задачи о нахождении V_{sw} может быть в практических целях сильно упрощена. Дело в том, что функция $P(E_{eff})$ очень резко нарастает с ростом эффективной энергии, которая определяется прежде всего напряжением на диэлектрике U . Поэтому можно принять искусственное допущение о том, что оже-ионизация имеет строго пороговый характер, так что $P(E_{eff}) = 0$ до тех пор, пока напряжение на диэлектрике U меньше некоторой величины U_{th} , не зависящей от толщины окисла. Кроме того, вблизи точки переключения можно пренебречь зарядом обедненного слоя

$qN_d w$ по сравнению с зарядом инверсного qN_s . Задача о нахождении V_{sw} в таком случае сводится просто к тому, чтобы определить, при каком смещении V_{sw} дырок, генерируемых за счет ударной ионизации, достаточно для создания напряжения на окисле U_{th} .

Фактически необходимо найти V , при котором выполнено $j_e(U_{th})/j_h(U_{th}) = \gamma$. Выражения для токов выписаны выше. E_0 находится как в [8]. Без большой ошибки можно принять, что соотношение вероятностей туннелирования $\theta_e(U)/\theta_h(U)$ не зависит от U и равно $\exp(\hbar^{-1}(2m_l/\chi_m)^{1/2}E_g \cdot d)$, а также вычислять ширину ОПЗ как $w = (2\varepsilon_0\varepsilon_s/qN_d \cdot (V - U_{th}))^{1/2}$. Подставляя все параметры, имеем

$$U_{th} = 15.2 \cdot (1 - U_{th}/6.34)^{3/5} \cdot m_z^{1/5} d^{-1/5} \exp(0.1d)\gamma^{3/5},$$

$$\gamma = 0.81(V_{sw} - U_{th})$$

$$\times \exp\left(-1.81 \cdot 10^9 N_d^{-1/2} (V_{sw} - U_{th})^{-1/2}\right), \quad (6)$$

где d выражено в Å , а N_d — в см^{-3} . Отсюда легко находится V_{sw} . Результаты, полученные по этому методу для $U_{th} = 2.0 \text{ В}$ (U_{th} играет роль подгоночного параметра), сопоставлены с систематическим решением на рис. 3. Соответствие можно оценить как удовлетворительное, исключая случай $d = 3.2 \text{ нм}$, в котором достаточно велика роль термотока. Точность, достигаемая эмпирической моделью, примерно одинакова для ориентаций (100) и (111).

Экспериментальные данные

В данной работе были изготовлены образцы туннельных МОП диодов Al/SiO₂/Si на кремнии n -типа (100) и (111) с концентрацией доноров (N_d) $2 \cdot 10^{15}$, $5 \cdot 10^{15}$, $1 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{17}$ и 10^{18} см^{-3} . Толщины диэлектрика составляли 2.0–2.5 нм. Слой SiO₂ формировался стандартным для тонких пленок способом низкотемпературного окисления в сухом кислороде.

На рис. 4 воспроизведена типичная ВАХ образца, выполненного на подложке с $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На ней, в полном соответствии с проведенным выше анализом, можно выделить несколько участков.

$I-2$ ($\Phi < V < V^*$) — имеется инжекция электронов при медленно нарастающем U в диапазоне долей вольта за счет заряда ОПЗ и заряда термически генерированных дырок. В начальной части этого участка ток увеличивается относительно быстро, что связано с опусканием края зоны проводимости кремния E_{c0} на интерфейсе Si/SiO₂ ниже уровня Ферми металла E_{Fm} (с исчезновением небольшого барьера $\sim (\chi_m - \chi_e)$ для электронов);

$2-3$ ($V^* < V < V_{sw}$) — значительно более быстрый рост напряжения на диэлектрике U и туннельного тока за счет ударной ионизации кремния, вызываемой инжектированными электронами в области объемного заряда. При приближении к точке 3 появляется вклад и от оже-ионизации;

3–4 ($V \sim V_{sw}$) — область переключения структуры. Этот участок ВАХ может выглядеть на разных образцах по-разному из-за сложных комбинаций параметров, которыми он определяется.

4–5 — резкое снижение V при незначительном росте U из-за оже-ионизации. Роль основного поставщика дырок перенимает оже-процесс, квантовый выход которого очень сильно растет с напряжением.

5–6 ($U \sim V$) — включенное состояние (транзистор в насыщенном состоянии [6]), характеризующееся настолько мощной оже-генерацией дырок, что их не только достаточно для поддержания напряжения на диэлектрике, но появляются и избыточные дырки, диффундирующие в толщу кремния.

Аналогичные S -образные ВАХ наблюдались нами и другими авторами [4] для слабо и умеренно ($N_d < 10^{17} \text{ см}^{-3}$) легированных подложек. Предпринятое нами систематическое исследование показало, что размах S -образности (т.е. величина V_{sw}) увеличивается при снижении N_d (рис. 3). Туннельные же МОП диоды на сильно легированном кремнии демонстрировали суперлинейные ВАХ без S -образности, что полностью соответствует теоретическому анализу.

Целенаправленное изучение влияния толщины окисла нами не проводилось. Тем не менее есть свидетельство в пользу того, что уменьшение толщины должно приводить к возрастанию (а не к снижению) V_{sw} . Было замечено, что многие структуры после их перегрузки демонстрируют качественно те же ВАХ, но переключаются при больших напряжениях. Это связывается с тем, что деградацию окисла можно грубо трактовать как снижение коэффициента инжекции структуры или (еще более грубо) как ее эффективное утоньшение.

Некоторые практические особенности переключения

а) *Термоток*. В наших расчетах мы положили скорость термогенерации G равной $10^{22} \text{ с}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$, что соответствует величинам термотока j_{th} , близким к реальным значениям тока утечки p – n -переходов [12] (например, $\sim 10^{-8} \text{ А/см}^2$ при ширине ОПЗ $\sim 0.1 \text{ мкм}$). При этом получилось, что j_{th} не играет никакой роли в балансе токов в туннельной МОП структуре с $d < 3.0 \text{ нм}$. Практически же нельзя исключать и возможность более сильной термогенерации, которая станет существенным фактором и при меньших толщинах окисла.

б) *Сопrotивление подложки*. Наличие последовательного сопротивления кремниевой подложки ρ_{sub} может тривиальным образом изменить параметры переключения. В случае слабого легирования (N_d), толстого окисла (малое d) и толстой подложки (d_{sub}) оно может даже сделать невозможным наблюдение бистабильности, которая проявилась бы в координатах j vs ($V - j \cdot \rho_{sub} d_{sub}$).

в) *Неоднородность окисла*. Вообще говоря, во всех приведенных рассуждениях должна была бы фигурировать не номинальная толщина окисла d , а эффективная

($d_{eff} = d - \sigma^2(2m_I\chi_m)^{1/2}/\hbar$, где σ — стандартное отклонение толщины). Поскольку σ , как правило, мало (0.1 – 0.2 нм) [3], а зависимость V_{sw} от d не очень сильна, данное замечание в идеальном случае не привносит ничего существенного. Но если по каким-либо причинам σ превышает свои обычные значения, то наблюдаемые величины V_{sw} несколько возрастут. Не исключено, что это обстоятельство приводит к некоторому отклонению экспериментальных данных для $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ от расчетных на рис. 4.

г) *S-образность ВАХ без оже-процесса*. В отдельных случаях нами наблюдалась дополнительная, небольшая по размаху (< 1 – 2 В), S -образность непосредственно перед переключением образца (вблизи V_{sw}). Мы полагаем, что отличительной особенностью токопереноса в таких образцах может быть наличие участков роста коэффициента инжекции j_e/j_h с напряжением U . На этих участках должно иметь место сужение ОПЗ с ростом тока, обеспечивающее снижение квантового выхода ударной ионизации γ . Данное обстоятельство может обусловить возникновение некоторой S -образности ВАХ в области больших напряжений (т.е. напряжений, при которых ударная ионизация существенна) даже без оже-процесса.

Заключение

В работе продемонстрировано, что основными физическими процессами, ответственными за формирование обратных ВАХ структур $\text{Al/SiO}_2/n\text{-Si}$ с толщиной SiO_2 1.2 – 3.2 нм , являются оже-ионизация и ударная ионизация. Количественно проанализирована относительная роль оже-ионизации, вызываемой инжектируемыми горячими электронами, и ударной ионизации в области пространственного заряда в различных режимах работы структуры. Теоретически и экспериментально определены напряжения переключения V_{sw} туннельной МОП структуры, которые оказались значительно ниже пробивных напряжений. Показано, что V_{sw} уменьшается с ростом толщины окисла и с ростом уровня легирования подложки.

Авторы выражают благодарность ГНТП "Наноструктуры в физике", а также РФФИ (№ гранта 99-02-18079-а) за поддержку данной работы. Один из авторов (М.И. Векслер) благодарит Alexander von Humboldt-Stiftung за поддержку начального этапа работы. Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность В.Ф. Комаровой за содействие в изготовлении образцов.

Список литературы

- [1] K.M. Chu, D.L. Pulfrey. IEEE Trans. Electron Dev., **ED-35**, N 2, 188 (1988).
- [2] T. Yoshimoto, K. Suzuki. Jpn. J. Appl. Phys., **32**(12), L180 (1993).

- [3] H.S. Momose, S. Nakamura, T. Ohguro, T. Yoshitomi, E. Morifuji, T. Morimoto, Y. Katsumata, H. Iwai. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-45**, N 3, 691 (1996).
- [4] S.K. Lai, P.V. Dressendorfer, T.P. Ma, R.C. Barker. Appl. Phys.Lett., **38** (1), 41 (1981).
- [5] И.В. Грехов, Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев, А.Ф. Шулекин. Письма ЖТФ, **17** (3), 44 (1991).
- [6] I.V. Grekov, A.F. Shulekin, M.I. Vexler. Sol. St. Electron., **38** (8), 1533 (1995).
- [7] Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев. ФТП, **28** (8), 1411 (1994).
- [8] A.F. Shulekin, M.I. Vexler, H. Zimmermann. Semicond. Sci. Technol., **14** (5), 470 (1999).
- [9] Y. Wang, K.F. Brennan. J. Appl. Phys., **75** (1), 313 (1994).
- [10] W.E. Drummond, J.L. Moll. J. Appl. Phys., **42** (13), 5556 (1971).
- [11] T. Ando, A. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, N 2 (1982).
- [12] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. [Пер. с англ.: М., Мир, 1984] т. 1, с. 99.

Редактор В.В. Чалдышев

The role of impact ionization effect in determining reverse current-voltage characteristics of Al/SiO₂/n-Si tunnel structures

M.I. Vexler, I.V. Grekhov, A.F. Shulekin

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Physical processes determining reverse current-voltage characteristics of Al/SiO₂/n-Si structures of 1.2–3.2 nm SiO₂ thickness and a silicon doping level of 10¹⁴–10¹⁸ cm⁻³ have been analyzed. A novel model describing the hot electron energy evolution occurrence in these structures has been put forward. The delimitation Auger and impact ionizations has been made. The values of the turn-on voltage of a tunnel MOS structure have been found both theoretically and experimentally. This voltage level was shown to decrease with the increase of oxide thickness.