

07

## Повышение эффективности кремниевого туннельного МДП-инжектора горячих электронов при использовании оксидов с большой диэлектрической проницаемостью

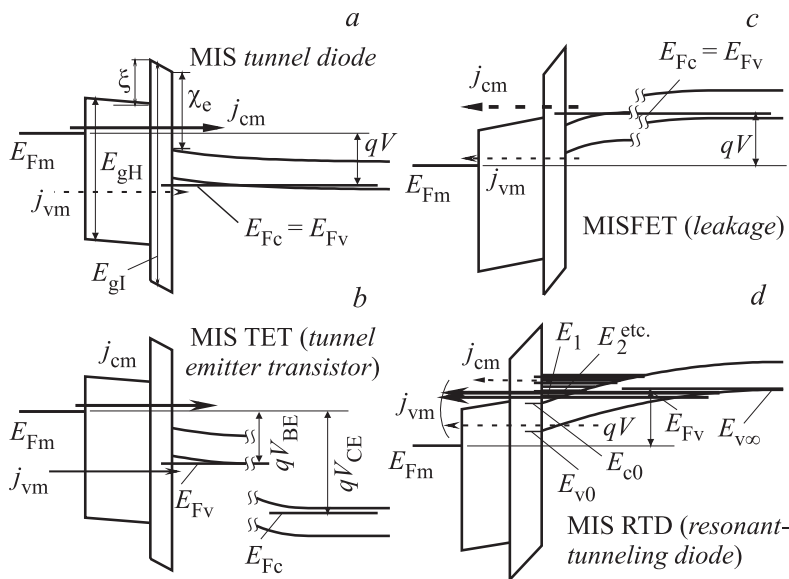
© М.И. Векслер

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: shulekin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 18 марта 2015 г.

Теоретически показано, что при замене диоксида кремния в структуре металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) двухслойным изолятором  $\text{HfO}_2(\text{ZrO}_2)/\text{SiO}_2$  должно происходить уменьшение относительного вклада электронов со сравнительно малыми энергиями в полный туннельный ток. Как следствие, для многих режимов предсказывается подавление компоненты тока, связанной с переносом заряда в валентную зону Si или из нее, особенно низкоэнергетической части данной компоненты. Это может повысить эффективность инжекционных приборов, таких как транзистор с туннельным МДП-эмиттером или резонансно-туннельный диод на основе сильнолегированной МДП-структуры.

В последние 10–15 лет оксиды гафния ( $\text{HfO}_2$ ), циркония ( $\text{ZrO}_2$ ), тантала ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ) и других металлов, обладающие высокой (англ. High) диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_H$  ( $\sim 25$  для названных веществ), применяются в качестве подзатворного изолирующего слоя в кремниевых полевых транзисторах [1,2]. Возможность увеличения толщины  $d_H$  такого слоя, по сравнению со случаем использования традиционного диоксида кремния ( $\text{SiO}_2$ ,  $\epsilon_1 = 3.9$ ) в эквивалентной ситуации, позволяет добиться снижения паразитной утечки заряда из канала. Вместо символа  $\epsilon$  иногда пишут  $\kappa$  (каппа) или ради простоты набора „К“ — отсюда появляется термин „high-K“, перенятый и в неанглоязычной литературе. Для улучшения качества интерфейса



**Рис. 1.** Зонные диаграммы различных туннельных МДП-инжекторов. Для каждого прибора сплошной стрелкой помечена полезная компонента тока, пунктирной — нежелательная компонента.

нередко формируют двойной диэлектрик: предельно тонкий подслой  $\text{SiO}_2$ , а затем собственно материал „high-K“ [1].

В настоящей работе будет показано, что привлечение упомянутых high-K оксидов может дать определенные преимущества и для другого важного применения МДП-структур — как инжекторов горячих электронов (рис. 1). Такие инжекторы задействуются в диодах (a), биполярных (b) и полевых (c) транзисторах и даже резонансно-туннельных структурах (d), причем электроны могут поступать и в зону проводимости [с-зону] подложки кремния (a, b), и в металл (c, d). В инжекционных МДП-диодах (a), служащих, в частности, для возбуждения электролюминесценции [3,4], используется *p*-Si в квазиравновесном ( $E_{Fc} = E_{Fv}$ ) режиме обогащения  $V < 0$ . Транзисторы с МДП-эмиттером (b) выполняются на пластинах *n*-Si и тоже предполагают  $V < 0$  [5], но здесь данная полярность отвечает инверсии, причем

энергии Ферми для  $c$ - и  $v$ -зон Si неодинаковы (разность  $E_{Fm} - E_{Fv}$  задается через  $V$ , а положение  $E_{Fv}$  регулируется внешней поставкой неосновных носителей). Ситуация ( $c$ ) общеизвестна [1,2]: это просто туннельная утечка в полевом транзисторе ( $p$ -Si,  $V > 0$ ,  $E_{Fc} = E_{Fv}$ ). Особой разновидностью МДП-инжектора является структура на достаточно сильно легированной подложке  $p$ -Si в глубоком неравновесном обеднении ( $V > 0$ ,  $E_{Fc} \ll E_{Fv}$ , рис. 1,  $d$ ) электроны в ней туннелируют из  $v$ -зоны Si в металл через уровни  $E_i$   $c$ -зоны Si. Описанный прибор был назван резонансно-туннельным МДП-диодом (МДП-РТД) [6].

В ситуациях  $abc$  главной компонентой является ток  $j_{cm}$ , создаваемый транспортом электронов в  $c$ -зону Si или из нее, а в ситуации  $d$  (МДП-РТД) — ток  $j_{vm}$  из  $v$ -зоны Si в металл. Во всех представленных на рис. 1 случаях, будь то инжекция из металла ( $a, b$ ),  $c$ -зоны ( $c$ ) или  $v$ -зоны Si ( $d$ ) — перенос заряда происходит в широком диапазоне энергий  $E$ , но основная компонента зачастую почти моноэнергетична. В случаях  $a, b$  максимум распределения инжектируемых электронов  $v_{cm}(E)$  ( $j_{cm} = \int v_{cm}(E)dE$ ) приходится на энергии электрона около  $E_{Fm}$ , в варианте  $c$  — около  $E_{Fc}$ , а максимумы  $v_{vm}(E)$  ( $j_{vm} = \int v_{vm}(E)dE$ ) при РТ в случае  $d$  отвечают энергиям  $E_i$  уровней квантовой ямы в  $c$ -зоне. В МДП-диод на  $p$ -Si, в полевом транзисторе и в РТД ( $a, c, d$ ) энергия инжекции задается смещением  $V$ , а в биполярном транзисторе ( $b$ ) принципиально не столько  $V$  (оно же — напряжение коллектора  $V_{CE}$ ), сколько напряжение  $V_{BE} = q^{-1}(E_{Fm} - E_{Fv})$  между инверсным слоем и металлом (база-эмиттер). Эта энергия может быть на 1–3 eV выше края  $c$ -зоны и  $E_F$  в области, куда электрон попадает.

Для функционирования МДП-инжектора необходимо, чтобы полезная компонента доминировала над остальными. Так, в диоде нежелателен ток  $j_{vm}$  (рис. 1,  $a$ ). В биполярном транзисторе с туннельным эмиттером ( $b$ ) конечный ток неосновных носителей  $j_{vm}$  нужен для управляемости, но должен уступать по величине току электронов  $j_{cm}$ , так как усиление определяется пропорцией  $j_{cm}/j_{vm}$ . В МДП-РТД ( $d$ ), напротив,  $j_{cm}$  неприемлем, но он мал, и проблема не в нем, а в композиции полезного тока  $j_{vm}$ : важно, чтобы не слишком большая его доля приходилась на область вне уровней. Мы покажем расчетом, что эффективность туннельного МДП-инжектора электронов при замене традиционного  $\text{SiO}_2$  на двухслойный диэлектрик ( $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  и др.) может существенно повышаться.

Вычисления основаны на хорошо развитых моделях туннельной МДП-структуры, систематизированных ранее [7]. Для всех энергий учитывается туннелирование и через „верхний“, и через „нижний“ барьер. При этом подлежит устранению иногда делаемое допущение, что транспорт носителей в  $c$ -зону Si (или из нее), якобы, происходит через барьер, создаваемый зонами проводимости диэлектриков, а транспорт из  $v$ -зоны Si (или в нее) — через барьеры валентных зон. В общем случае вероятность прохождения частицы с энергией  $E$  и энергией движения в плоскости структуры  $E_{\perp}$  записывается

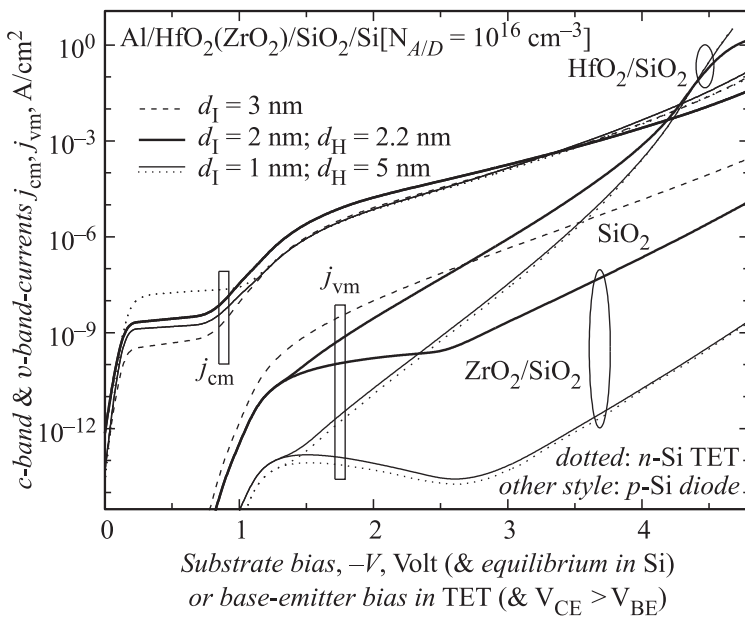
$$T(E, E_{\perp}) = \exp\left(-2 \int \sqrt{|\min(0, k_z^2)|} dz\right), \quad (1)$$

где компонента волнового вектора  $k_z$  в направлении туннелирования имеет отрицательный квадрат в области барьера. При параболическом законе дисперсии

$$k_z^2 = \max\left[\frac{2m_c(E - E_c)}{\hbar^2}, \frac{2m_v(E_c - E_g - E)}{\hbar^2}\right] - \frac{2m_{s\perp}E_{\perp}}{\hbar^2}. \quad (2)$$

В каждой точке с координатой  $z$  частица как бы выбирает более слабый барьер — верхний или нижний. Здесь  $E_c = E_c(z)$  — зависящая от координаты энергия края зоны проводимости в барьере,  $E_g = E_g(z)$  — ширина запрещенной зоны,  $m_{c|v} = m_{c|v}(z)$  — эффективная масса в  $c|v$ -зоне. Область интегрирования в (1) может включать какую-то часть слоя SiO<sub>2</sub>, слоя high-K оксида и кремния вблизи интерфейса. Через  $m_{s\perp}$  обозначена масса носителя в Si вне области туннелирования. Приняты значения  $m_{cI} = 0.42m_0$ ,  $m_{vI} = 0.33m_0$  для SiO<sub>2</sub> [8] и  $m_{cH} = m_{vH} = 0.15m_0$  для изучаемых high-K диэлектриков (на основе [9–10]). Ширина зоны равна 8.9 eV для SiO<sub>2</sub> ( $E_{gI}$  на рис. 1,  $a$ ), 7.8 eV для ZrO<sub>2</sub> и 5.7 eV для HfO<sub>2</sub> ( $E_{gH}$ ) [1].

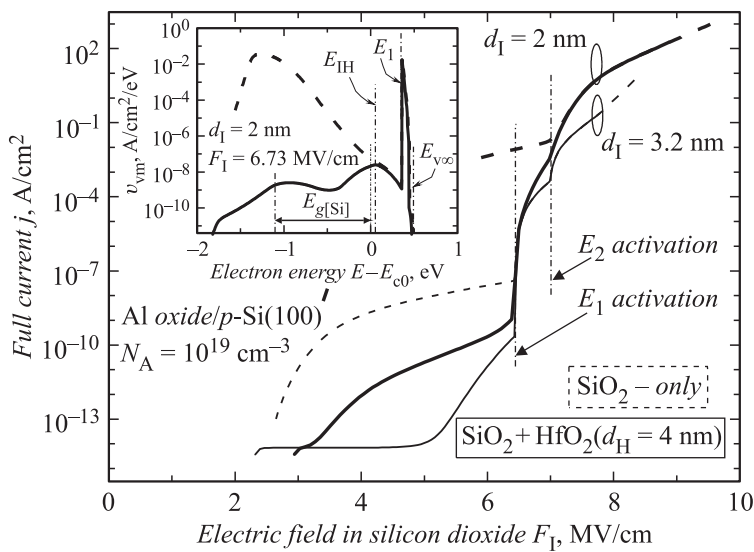
Разрыв  $\xi$  зоны проводимости на границах HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> составляет около 1.75 eV (оценено как  $\Delta E_{c(\text{SiO}_2)} - \Delta E_{c(\text{highK})}$ , где  $\Delta E_{c(\dots)}$  — разрыв  $c$ -зоны соответствующего материала и кремния [1]). Диаграммы на рис. 1 построены в масштабе и отвечают системе SiO<sub>2</sub>/HfO<sub>2</sub>; концентрация примеси положена равной  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  для  $a, b, c$  и  $N_A = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  для  $d$ . Так как  $E_{gH}$  в названных high-K оксидах достаточно велика, можно ожидать, что добавление слоя такого материала к слою двуокиси кремния снизит вероятность  $T(E, E_{\perp})$  в основном в нижней части



**Рис. 2.** Рассчитанные туннельные токи зоны проводимости и валентной зоны в МДП-инжекторах с диоксидом кремния и двухслойным диэлектриком high-K/SiO<sub>2</sub>.

диаграммы. Значит, при невысоких полях преимущественно должна подавляться именно компонента тока валентной зоны  $j_{vm}$ , особенно сравнительно низкоэнергетическая ее часть.

Как следует из рис. 2, для системы Al/HfO<sub>2</sub>(ZrO<sub>2</sub>)/SiO<sub>2</sub>/Si соотношение токов  $j_{cm}/j_{vm}$  в  $c$ -зону Si и  $v$ -зону Si при двухслойном диэлектрике действительно изменяется в сторону увеличения (для HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> это относится к  $|V| < 3$  V) по сравнению с SiO<sub>2</sub>. Толщины  $d_H$  здесь намеренно подобраны так, чтобы получить примерно одинаковые токи  $j_{cm}$  для  $d_1 = 3.0$  nm (без high-K),  $d_1 = 2.0$  nm и  $d_1 = 1.0$  nm (с high-K). При этом с утолщением оксида гафния или циркония ток  $j_{vm}$  снижается. Параметры легирования кремния влияют слабо, если по абсциссе отложена разность  $q^{-1}(E_{Fm} - E_{Fv})$ , т. е. величина  $|V|$  для диода на  $p$ -Si или напряжение база-эмиттер  $V_{BE}$  применительно к транзистору



**Рис. 3.** Рассчитанные зависимости полного тока в МДП-РТД от величины поля в диоксиде кремния. На вставке: распределение инжектируемых электронов по энергии (выше края  $E_{IH}$  зоны проводимости слоя high-K на стыке с  $\text{SiO}_2$  этот слой проходит надбарьерно).

(по две линии на рис. 2 для приборов с  $d_I = 1.0$  nm отвечают  $p$ -Si и  $n$ -Si: различий почти нет). В структуре с  $\text{HfO}_2$  при высоких напряжениях начинает доминировать  $j_{vm}$  — это связано с деформацией диаграммы: слой  $\text{HfO}_2$  проходит носителями ниже края его валентной зоны.

Заслуживает внимания еще одна деталь, заметная для системы  $\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$ : в некотором диапазоне напряжений  $V$  ( $V_{BE}$ ) ток  $j_{vm}$  ведет себя немонотонным образом. Дело в том, что в обсуждаемом диапазоне туннелирование в  $v$ -зону Si происходит через верхний барьер в оксиде гафния. Тогда с ростом поля вероятность прохождения не увеличивается, а уменьшается, так как барьер, по сути, повышается. В случае  $n$ -Si такое поведение может привести к бистабильности структуры (аналогично [8]).

Обсуждение утечки в полевом транзисторе (рис. 1,  $c$ ) мы опустим: даже в структуре с  $\text{SiO}_2$  при  $E_{Fc} = E_{Fv}$ , бесспорно, имеет место

$j_{cm} \gg j_{vm}$ , и понятно, что при использовании двухслойного диэлектрика различие компонент усугубится.

Обратимся теперь к МДП-РТД (рис. 1, *d*). Поскольку этот случай менее известен, чем рассмотренные выше ситуации, напомним кратко принцип работы такого прибора. При росте напряжения  $V$  изгиб зон в кремнии в режиме глубокого обеднения может значительно превысить ширину запрещенной зоны Si. Некоторые дискретные уровни зоны проводимости могут оказаться ниже края валентной зоны толщи  $E_{v\infty}$ . Вовлечение нового уровня в резонансно-туннельный токоперенос сопровождается подъемом на вольт-амперной кривой. Соответственно характеристика имеет вид ступеней [6]. Разумеется, часть электронов переносится с энергиями мимо  $E_i$ , в том числе и ниже края  $c$ -зоны Si на интерфейсе  $E_{c0}$  и даже ниже края  $v$ -зоны  $E_{v0}$ . Распределения электронов по энергии  $\nu_{vm}(E)$  для РТД-систем Al/SiO<sub>2</sub>/Si и Al/HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si представлены на врезке в рис. 3. Заданы такие условия, чтобы величина поля  $F_I$  в слое SiO<sub>2</sub> была одна и та же; это обеспечивает совпадение положения уровней энергии обеих систем. Рисунок соответствует ситуации, когда в РТ вовлечен ровно один уровень  $E_i$ , ему соответствует острый пик кривой  $\nu_{vm}(E)$ . В случае HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> значения  $\nu_{vm}(E)$  в нежелательной области энергий левее пика ощутимо меньше. При этом при выбранных нами параметрах уровни  $E_1$  (и тем более  $E_2, E_3, \dots$ ) в моменты их активации лежат выше края зоны проводимости high-K оксида.

Такое поведение отражается и токовой кривой, которая, однако, приведена не в виде  $j(V)$ , а в виде  $j(F_I)$ , чтобы моменты активации очередных резонансных уровней совпали (рис. 3). В системе с HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> активация первого резонанса выражена гораздо более четко (в случае SiO<sub>2</sub> она практически затушевывается для одной из толщин). Соответственно есть шанс более отчетливо увидеть первую ступень. Дальнейшие ступени менее выражены, но дело тут уже не в паразитных токах, а в том, что активация РТ через  $i + 1$ -й уровень происходит на фоне тока через уровни  $1, 2, \dots, i$ . Результаты на рис. 3 получены для оксида гафния, хотя применительно к МДП-РТД разница между случаями HfO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>, Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ничтожна из-за малости влияния  $E_{gH}$ . Вообще, чтобы сильнее подавить  $\nu_{vm}(E)$  в области низких энергий, предпочтительнее делать слой high-K более толстым, но не настолько, чтобы стало происходить рассеяние в нем. Толщину  $d_H$  можно также задавать для получения желаемых положений порогов;

изменение  $d_H$  сдвинет напряжения активации уровней  $V_1, V_2, \dots$ , но не поля активации  $F_{I1}, F_{I2}$ .

Таким образом, введение двухслойного изолятора —  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$  — должно улучшать эффективность кремниевых туннельных инжекторов в различных ситуациях. Улучшение достигается за счет частичного подавления туннелирования электронов с низкими энергиями. Данных измерений для прямого сравнения с вычислениями пока нет, однако достоверность теоретических выводов здесь определяется надежностью выбора (на основе экспериментальных работ) значений параметров  $\xi, E_{gH}, m_{cH}, m_{vH}$  создаваемого high-K оксидами барьера. Даже если допустить, что они еще подлежат уточнению, представленные на рис. 2, 3 тенденции, качественно сохраняются, поскольку явно имеет место  $\xi > E_{gI} - E_{gH} - \xi$  и  $m_{cH} \leq m_{vH}$  (см., например, [11]).

Автор благодарит проф. И.В. Грехова и с.н.с. Г.Г. Кареву за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] *Wilk G.D., Wallace R.W., Anthony J.M.* // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. N 10. P. 5243–5275.
- [2] *Robertson J., Wallace R.W.* // Mat. Sci. Eng. R. 2015. V. 88. P. 1–41.
- [3] *Asli N., Shulekin A.F., Yoder P.D., Vexler M.I., Grekhov I.V., Seegebrecht P.* // Proc. ESSDERC. Estoril, Portugal. 2003. P. 545–548.
- [4] *Mihaychuk J.G., Denhoff M.W., McAlister S.P., McKinnon W.R., Chin A.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. Paper N 054 502 (10 p.)
- [5] *Aderstedt E., Medugorac I., Lundgren P.* // Solid-St. Electr. 2002. V. 46. N 4. P. 497–500.
- [6] *Карева Г.Г., Векслер М.И.* // ФТП. 2013. Т. 47. В. 8. С. 1087–1093.
- [7] *Векслер М.И., Тягинов С.Э., Илларионов Ю.Ю., Yew Kwang Sing, Ang Diing Shenp, Федоров В.В., Исаков Д.В.* // ФТП. 2013. Т. 47. В. 5. С. 675–683.
- [8] *Vexler M.I., Tyaginov S.E., Shulekin A.F.* // J. Phys.: Condens. Matter. 2005. V. 17. N 50. P. 8057–8068.
- [9] *Monaghan S., Hurley P.K., Cherkaoui K., Negara M.A., Schenk A.* // Solid-St. Electr. 2009. V. 53. N 4. P. 438–444.
- [10] *Govoreanu B., Blomme P., Henson K., van Houdt J., de Meyer K.* // Proc. SISPAD. Boston. USA. 2003. P. 287–290.
- [11] *Chanana R.K.* // IOSR J. Appl. Phys. 2014. V. 6. N 4. Ver. II. P. 5–61.