

Моделирование туннельного переноса электронов в системе полупроводник—кристаллический диэлектрик—Si(111)

© М.И. Векслер

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

E-mail: vexler@mail.ioffe.ru

(Получена 11 декабря 2017 г. Принята к печати 12 декабря 2017 г.)

Теоретически исследован туннельный транспорт носителей через тонкий слой диэлектрика (для примера рассмотрен CaF_2) между кремниевой подложкой ориентации (111) и полупроводниковым затвором. Наряду с сохранением большого по величине поперечного волнового вектора туннелирующих частиц учтено ограничение на наличие состояний в затворе. Из-за этого ограничения туннельные токи при малых напряжениях на диэлектрике оказываются меньше, чем в аналогичной структуре с металлическим затворным электродом. Эта же особенность обуславливает изменение вида энергетического распределения туннелирующих электронов, причем как при транспорте между зонами проводимости подложки и затвора, так и при переносе зона проводимости Si(111) — валентная зона затвора.

DOI: 10.21883/FTP.2018.08.46216.8753

1. Введение

К настоящему времени теория структур металл/полупроводник—диэлектрик—полупроводник (МДП, ПДП) с туннельно-тонким диэлектриком разработана весьма тщательно [1,2]. Однако в подавляющем большинстве случаев рассматриваемый слой изолятора является или считается аморфным (SiO_2 , HfO_2 и др.) [2,3] и предполагается, часто даже без указания данного факта, что структура выполнена на кремниевой подложке ориентации (100).

Согласно теории, при туннелировании электрона его полная энергия E и поперечная компонента волнового вектора k_{\perp} остаются неизменными. Условие сохранения k_{\perp} должно приводить к радикальному различию вероятностей туннельного прохождения между случаями Si(100) и Si(111) из-за большого сдвига k_0 минимума зоны проводимости кремния от центра зоны Бриллюэна. Если при ориентации (100) наличие этого сдвига непринципиально, так как в двух из шести ($\nu = 6$) эквивалентных долин значения k_{\perp}^2 у электронов вблизи энергетического минимума невелики, то для (111) они должны составлять $\sim 2/3k_0^2$ во всех долинах. Однако при экспериментальных исследованиях структур с оксидами не отмечалось заметных изменений туннельных токов при смене ориентации [1] и поэтому для расчетов всегда применялась „модель $k_0 = 0$ “.

Относительно недавно при изучении МДП-структур с эпитаксиальным кристаллическим фторидом кальция (CaF_2), выращенным на подложке Si(111), были зарегистрированы намного меньшие токи, чем предсказывалось „моделью $k_0 = 0$ “ соответственно была подтверждена реальность сохранения k_{\perp} [4,5]. В исследованных в цитированных работах образцах в качестве верхнего электрода (условно называемого „затвором“) использовался слой золота.

Обычно предполагается, что со стороны металла не появляется никаких ограничений на диапазон парамет-

ров E, k_{\perp} частиц, которые могут участвовать в туннелировании: там настолько много разных состояний, что все ограничения на возможность транспорта связаны исключительно с подложкой. Но на практике в роли затвора вместо металла нередко выступает полупроводниковый материал — так, применительно к системе $\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$ поверх фторида, в принципе могут быть нанесены слои GaAs или графена. Поэтому в настоящей работе будет теоретически рассмотрена не МДП-, а ПДП-структура. В отличие от подложки, „затворный“ полупроводник предполагается прямозонным, с изотропными массами m_{cG}, m_{vG} в обеих зонах. Задачей данной работы будет определение особенности токопереноса в подобной структуре в рамках простейших предположений.

На качественном уровне очевидно, что указанная замена материала затвора должна приводить к снижению туннельного тока, поскольку плотность доступных состояний в случае полупроводника меньше. Однако без выполнения расчетов невозможно ни оценить количественную сторону этого эффекта, ни выявить условия сравнительно более сильного или более слабого спада тока, ни сделать какие-либо выводы относительно влияния смены материала на энергетическое распределение туннелирующих носителей. Вместе с тем названные детали весьма важны для понимания поведения структур с кристаллическими диэлектриками на подложках Si(111); ясно также, что предварительный теоретический анализ полезен для последующих попыток изготовления реальных образцов.

2. Типы транспорта в изучаемой системе

На рис. 1 представлены схемы возможного энергетического соположения краев зон проводимости и валентных зон в изучаемой системе. Для простоты изгибы зон в Si(111) и в затворе игнорируются. Очевидно, что

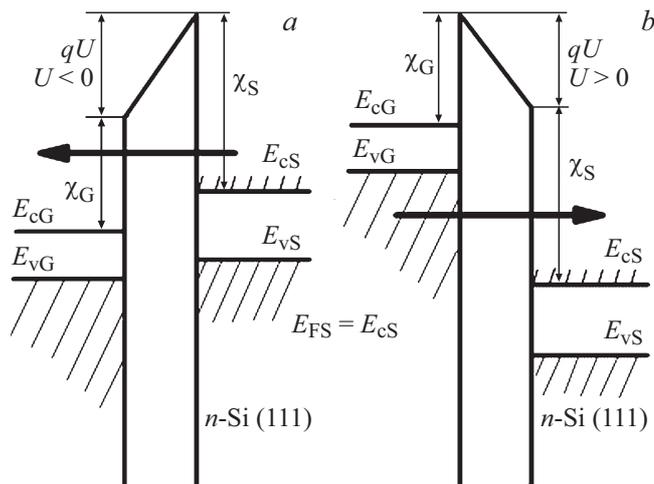


Рис. 1. Зонные диаграммы изучаемых структур с принятыми обозначениями: *a* — $U < 0$; *b* — $U > 0$. Отмечены возможные варианты туннельного переноса электронов. Для простоты изгиб зон в Si(111) и в полупроводниковом затворе игнорируется; уровень Ферми в подложке E_{FS} считается совпадающим с краем зоны.

может иметь место перенос типа „с–с“ между зонами проводимости обеих частей (левая диаграмма) и перенос „v–с“ между валентной зоной затвора и зоной проводимости подложки. Эти типы транспорта помечены стрелкой (вообще говоря, туннелирование можно трактовать и как перенос электронов, и как перенос дырок в противоположную сторону; направления стрелок на рисунках отвечают электронам). Перенос с участием валентной зоны Si не рассматривается: он, безусловно, возможен, но максимум этой зоны находится в Г-точке при любой ориентации подложки, и поэтому такой перенос не представляет новизны.

3. Вероятность туннелирования в случае Si(111)

Как известно, вероятность туннелирования частицы с полной энергией E и поперечным волновым вектором k_{\perp} , в приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ), записывается [1]:

$$T = \exp \left[-\frac{2\sqrt{2m_i}}{\hbar} \int \sqrt{E_{ci}(z) - E + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_i}} dz \right], \quad (1)$$

где через $E_{ci}(z)$ обозначен профиль зоны проводимости диэлектрического барьера, а m_i — масса частицы в барьере. При этом предполагается, что диэлектрический барьер имеет настолько широкую запрещенную зону, что взаимодействие частицы с валентной зоной невозможно (для CaF_2 это именно так: ширина зоны равна 12.1 эВ [6]). Данное выражение применимо во всех случаях, а особенности зонной структуры эмиттера отразятся в записи k_{\perp} .

Строго говоря, перед ВКБ-экспонентой в (1) нужен корректирующий фактор T_R (почти всегда опускаемый), содержащий комбинацию z -компонент групповых скоростей частицы у гетерограниц вне и внутри барьера [7]. Этим фактором обеспечивается подход T к нулю вблизи краев энергетических диапазонов, доступных для туннелирования, но на точность последующего вычисления тока отсутствие T_R влияет мало (важнее выбор m_i и разрывов зон), так как роль T_R нивелируется интегрированием по состояниям.

Кремний является непрямозонным полупроводником, шесть эквивалентных долин зоны проводимости которого (см. вставку на рис. 2) расположены в направлениях (100) на расстоянии в k -пространстве $k_0 = 0.85k_b$, где $k_b = 2\pi/a_L$ ($a_L = 0.357$ нм — постоянная решетки).

Волновой вектор электрона в одной из шести эквивалентных долин составляет

$$\mathbf{k} = (k_0 + k_l)\mathbf{e}_l + k_r \cos \varphi \mathbf{e}_{e1} + k_r \sin \varphi \mathbf{e}_{e2}, \quad (2)$$

где единичный орт \mathbf{e}_l выбран вдоль некоторого направления (100), а два других орта — в перпендикулярной плоскости (тоже вдоль направлений (100)), k_l и k_r суть составляющие волнового вектора вдоль главной оси эллипсоида и в указанной перпендикулярной ей плоскости (φ — угол в ней).

Для квадрата поперечного волнового вектора можно получить (см. Приложение):

$$k_{\perp}^2 = \frac{2(k_0 + k_l)^2}{3} [1 + a^2 - a(\cos \varphi + \sin \varphi) - a^2 \cos \varphi \sin \varphi], \quad (3)$$

где

$$a = \frac{k_r}{k_0 + k_l}. \quad (4)$$

Для любой изоэнергетической поверхности в k -пространстве (т.е. для любой заданной энергии E) при известном k_l автоматически определяется k_r , а именно

$$k_r = \sqrt{\frac{2m_t(E - E_{CS})}{\hbar^2} - \frac{m_t}{m_l} k_l^2}. \quad (5)$$

В этой формуле $m_l = 0.916m_0$, $m_t = 0.191m_0$ — продольная и поперечная эффективные массы электрона в Si, причем k_l может лежать в пределах $-k_{lm} \dots + k_{lm}$ ($k_{lm} = [2m_l(E - E_{CS})]^{1/2}/\hbar$), где E_{CS} — энергия края зоны проводимости Si(111) у его границы с диэлектриком (в принципе, ее можно принять за нуль).

Соответственно вероятность туннелирования T оказывается выраженной через E , k_l и φ .

4. Возможность туннельного процесса

Анализируя выражение для k_{\perp}^2 , можно проверить, что оно принимает — для данных k_l , k_r — наименьшие значения при $\sin \varphi = \cos \varphi = \pm 2^{-1/2}$. Дифференцируя

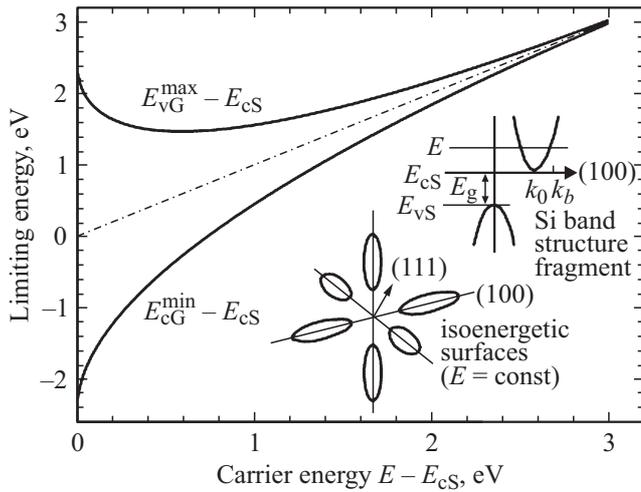


Рис. 2. Ограничение на положения краев зон E_{vG} и E_{cG} , при которых возможен транспорт носителей с энергией E между Si(111) и затвором по одному из механизмов, показанных на рис. 1. Для ориентации (100) кривые слились бы в наклонную пунктирную прямую. На вставке — фрагменты зонной структуры кремния.

k_{\perp}^2 при этом условии по k_l , а затем выражая k_l через E , находим минимум:

$$(k_{\perp}^2)_{\min} = \frac{2}{3} \left[k_0 - \frac{\sqrt{(m_t + 2m_l)(E - E_{cS})}}{\hbar} \right]^2. \quad (6)$$

Если E_{cG} — край зоны проводимости затвора, то туннельный процесс „с–с“ между зонами проводимости возможен только при выполнении соотношения (m_{cG} — масса электрона в затворе, принимаемая изотропной):

$$E - \frac{\hbar^2(k_{\perp}^2)_{\min}}{2m_{cG}} \geq E_{cG}. \quad (7)$$

Аналогично, если E_{vG} — край валентной зоны затвора, туннельный процесс „v–с“ между зоной проводимости Si(111) и валентной зоной затвора осуществляется при (m_{vG} — масса электрона в затворе)

$$E + \frac{\hbar^2(k_{\perp}^2)_{\min}}{2m_{vG}} \geq E_{vG}. \quad (8)$$

Два последних ограничения через E_{cG} и E_{vG} были неактуальными в случае туннелирования электронов в металл, где нет своей запрещенной зоны (так как E_{cG} и тем более E_{vG} лежат очень низко по диаграмме).

На рис. 2 для системы полупроводник–CaF₂–Si(111) построены расчетные зависимости минимального E_{vG} или максимального значения E_{cG} , необходимые для создания возможности туннелирования электрона с энергией E между затвором и подложкой по типу „с–с“ или „v–с“ соответственно. Значения эффективных масс положены равными единице ($m_{cG} = m_{vG} = 1$). Из всех энергий вычитается „опорное“ значение E_{cS} . В случае

металлического затвора никаких ограничений не возникло бы вообще, а если бы кремний был прямозонным, то E , E_{cG}^{\min} и E_{vG}^{\max} совпали бы (наклонный пунктир на рисунке), так как при любом E в Si существовало бы состояние с нулевым k_{\perp} .

5. Туннельный ток в изучаемой системе

Вычисление туннельного тока предполагает интегрирование вероятности T по энергии E , а также по поперечным компонентам волнового вектора k_x, k_y . Так как у нас аргументами T выступают k_l, φ , потребуются якобиан преобразования (см. Приложение):

$$|J| = \frac{k_r}{\sqrt{3}} \left[\sin \varphi + \cos \varphi + \frac{m_t k_l}{m_l k_r} \right]. \quad (9)$$

Это позволяет записать выражение для туннельного тока как

$$j = \frac{qv}{4\pi^3 \hbar} |\Delta f dE| T(E, k_{\perp}^2) |J| dk_l d\varphi \quad (10)$$

(в традиционной записи на месте $|J| dk_l d\varphi$ стоит $dk_x dk_y$ — в случае параболического закона дисперсии и прямозонного полупроводника мог осуществляться переход $dk_x dk_y = 2\pi k_r dk_r = 2\pi m_{\perp} \hbar^{-2} dE_{\perp}$ к часто используемой формуле $j = 4\pi q \hbar^{-3} v m_{\perp} \int \Delta f dE \int T(E, E_{\perp}) dE_{\perp}$, которая в данном случае (Si(111)) неприменима. Через Δf обозначена разность функций Ферми на двух сторонах барьера.

Выражение для тока j , выписанное выше, применимо к переносу и в зону проводимости затвора, и в его валентную зону (изменяется только диапазоны по E). При вычислениях, если нужно проверить возможность туннелирования конкретного электрона, в выражения предыдущего раздела, лимитирующие возможность транспорта, следует подставить k_{\perp}^2 именно для этого электрона, вместо $(k_{\perp}^2)_{\min}$.

Представленная выше модель ранее успешно применялась для расчета туннельных токов в структурах Au/CaF₂/Si(111) [5], в которых, как уже констатировалось, нет ограничений на возможность туннелирования, обусловленных металлом.

6. Примеры расчетов и обсуждение

Для общей иллюстрации особенностей переноса электронов в системе полупроводник–кристаллический диэлектрик–Si(111) мы примем набор параметров, не привязываясь к конкретному сочетанию материалов, но, конечно, в реалистичном диапазоне. А именно положим эффективные массы m_t, m_{cG}, m_{vG} равными m_0 , разрыв χ_S зоны проводимости на границе Si(111) и диэлектрика приравняем 2.38 эВ (соответствует интерфейсу Si/CaF₂ [6]), разность $E_{cG} - E_{vG} = 1.0$ эВ, а толщина слоя

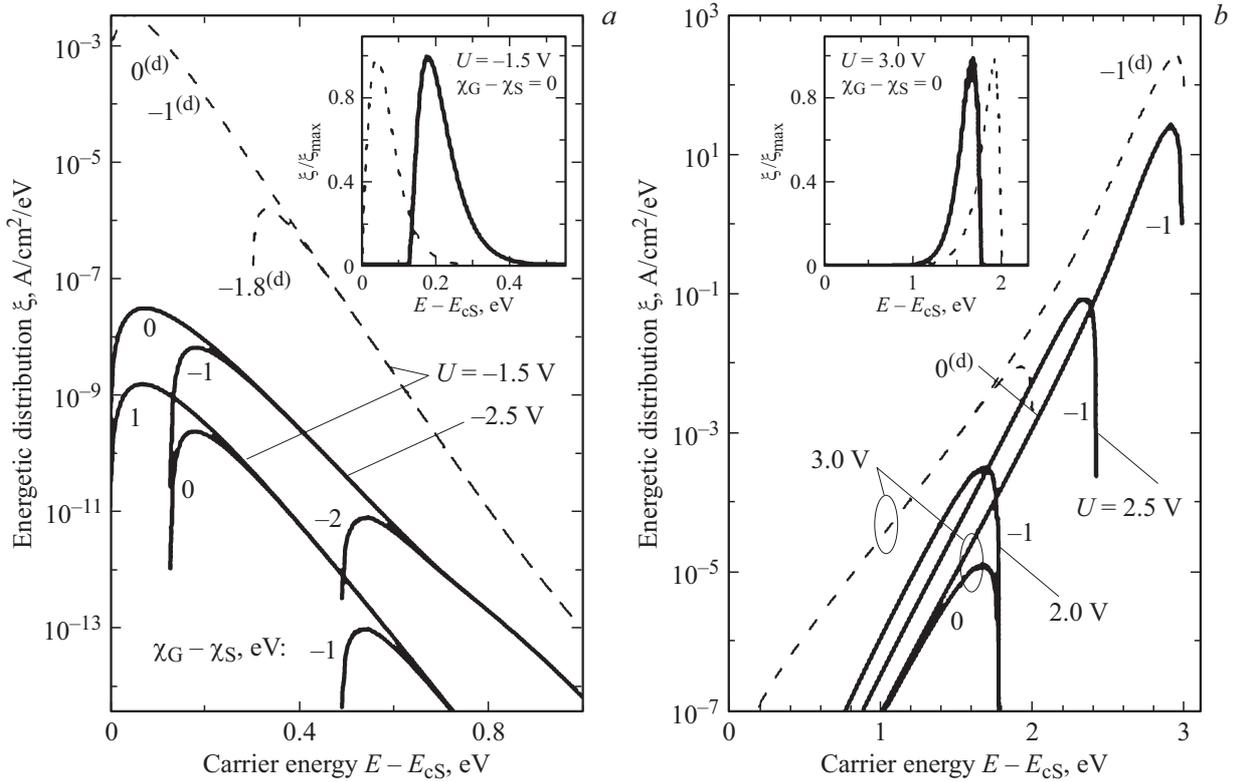


Рис. 3. Рассчитанные энергетические распределения электронов для условий транспорта, показанных на рис. 1: *a* — $U < 0$; *b* — $U > 0$. Цифрами помечена разность (в эВ) высот барьера. Для сравнения пунктиром построены распределения в модели $k_0 = 0$ (пометка „d“). На вставках — примеры тех же кривых с делением на максимум.

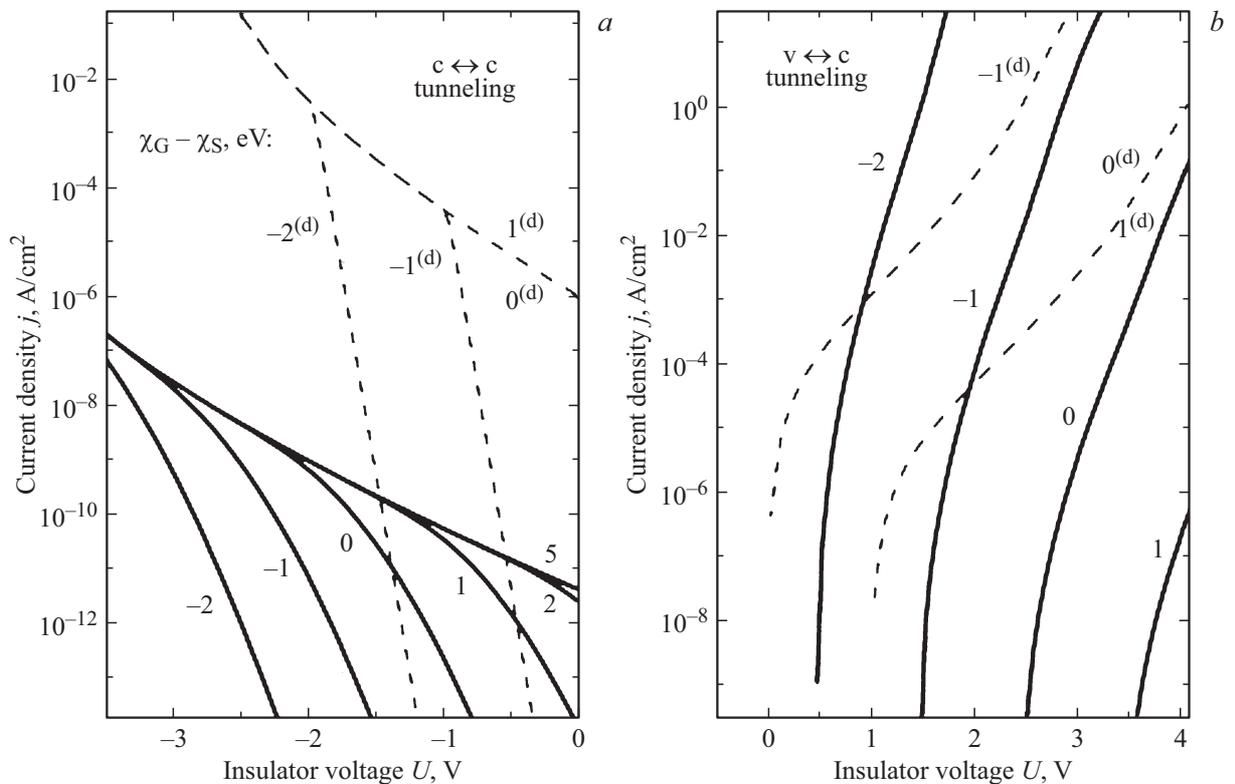


Рис. 4. Рассчитанные туннельные токи для условий рис. 1: *a* — $U < 0$; *b* — $U > 0$. Сплошные кривые получены с учетом зонной структуры в случае Si(111), а пунктирные — в модели $k_0 = 0$. На рис. *a* большое положительное значение разности $\chi_G - \chi_S$ имитирует ситуацию металлического затвора (по сравнению с ней токи при низких $|U|$ резко уменьшаются в случае полупроводникового затвора).

диэлектрика $d = 2$ нм. Было проверено, что варьирование параметров не влечет качественных изменений.

Далее будут выполнены расчеты распределений туннелирующих электронов по энергии, а также туннельных токов при нескольких значениях разности разрывов зоны проводимости (111) кремний–диэлектрик χ_S и затвор–диэлектрик χ_G . При этом, естественно,

$$(E_{cG} - E_{cS}) = (\chi_S - \chi_G) + U, \quad (11)$$

где U — напряжение на диэлектрике. Положение уровня Ферми E_{FS} в Si(111) принимается совпадающим с краем зоны проводимости E_{cS} , что является вполне реальной ситуацией. Валентную зону затвора считаем полностью заполненной электронами (т.е. функция Ферми f_G там тождественно равна 1), а его зона проводимости считается пустой ($f_G = 0$).

На рис. 3 показаны распределения тока по энергии, т.е. величина $\xi(E)$, подлежащая интегрированию ($j = \int \xi dE$) по E в формуле (10), для нескольких ситуаций. На вставках рис. 3 показана та же величина взвешенная на ее максимальное значение. Пунктиром построены аналогичные кривые в „прямозонной“ ($k_0 = 0$, помечено „d“ = direct) модели; при этом значения $\xi(E)$ намного больше, — но это легко понятное и не единственное различие. Более интересно то, что максимум распределения, получаемого с учетом $k_0 \neq 0$, явно смещен по сравнению с приближением $k_0 = 0$, как это видно на обоих рисунках. Помимо того, кривые могут не начинаться от нуля, а стартовать заметно правее, что также связано с необходимостью обеспечить сохранение поперечного волнового вектора k_{\perp} и наличие доступных состояний слева и справа от барьера.

На рис. 4 представлены рассчитанные зависимости тока от напряжения. Имеются явные количественные различия с прямозонной моделью, но интереснее проанализировать иной аспект, а именно отличие от случая металлического затвора. Этому случаю соответствует большая разность $\chi_G - \chi_S$, т.е. ситуация, когда край E_{cG} расположен низко. На рис. 4, а видно, что по сравнению с такой ситуацией, при значениях упомянутой разности около или меньше нуля токи при низких напряжениях на диэлектрике $|U|$ ощутимо — на несколько порядков величины — снижаются. Что касается рис. 4, б, то эти данные не могут быть сопоставлены со случаем металла, так как межзонный перенос „v–c“ осуществим только для полупроводникового затвора.

7. Комментарий к результату

Последняя установленная особенность — снижение тока при низких напряжениях за счет использования полупроводникового (а не металлического) затвора — может иметь серьезное прикладное значение. Как известно, одной из актуальных задач в сфере МДП-структур является минимизация туннельной утечки [3].

Это принципиально для полевых транзисторов, в которых сечение „затвор–подложка“ представляет собой не что иное, как МДП(ПДП)-структуру. Наиболее традиционный способ снижения утечки предполагает применение изоляторов с высокой диэлектрической постоянной. Полученный результат (рис. 4) показывает, что при определенных обстоятельствах использование именно полупроводникового материала в качестве затвора тоже может способствовать снижению туннельной утечки.

В пределе больших разностей $\chi_G - \chi_S > 0$ значения токов для механизма „с–с“ на рис. 4, а примерно согласуются с ранее опубликованными результатами для системы с металлом на $\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$ [4,5]. Однако подчеркнем, что цель настоящей работы состояла не в воспроизведении каких-либо данных, а в выявлении следствий замены металлического затвора на полупроводниковый.

Необходимо отметить, что эти следствия не сводятся просто к общему снижению тока j из-за меньшей плотности состояний в полупроводниковом затворе. На самом деле снижение j происходит крайне неодинаково в различных условиях (рис. 4, а): если при напряжениях $|U|$ около нуля оно весьма значительно, то при повышении $|U|$ роль смены материала затвора постепенно сходит на нет при любых χ_G и χ_S . Кроме того, при переходе разности $\chi_G - \chi_S$ к отрицательным значениям, т.е. при отдалении от случая металла, максимум инжекции электронов типа „с–с“ в ПДП-системе сдвигается к более высоким энергиям (рис. 3). Упомянутые детали актуальны для анализа функционирования приборов затвор–кристаллический диэлектрик–Si(111).

8. Заключение

В работе было выполнено моделирование туннельного транспорта электронов в ПДП-структуре на полужонке Si(111). Одновременно учтены две особенности: необходимость сохранения поперечной компоненты волнового вектора k_{\perp} при туннелировании и наличие запрещенной зоны в полупроводниковом затворе. Модель актуальна в первую очередь для случая кристаллического диэлектрика, когда указанное сохранение должно строго выполняться. Дополнительные и, как выясняется, весьма серьезные ограничения связаны с наличием в затворе области недоступных энергий (этим рассмотренная система отличается от системы с металлическим затвором). Показано, что последнее обстоятельство резко снижает предсказываемые токи при малых напряжениях на диэлектрике.

Приложение

Для ориентации Si(111) орты e_l, e_{l1}, e_{l2} , фигурирующие в выражении (2) основного текста, можно связать с ортами, задающими ориентацию подложки, следующим

образом:

$$\mathbf{e}_z = \frac{1}{\sqrt{3}} \mathbf{e}_l + \frac{1}{\sqrt{3}} \mathbf{e}_{l1} + \frac{1}{\sqrt{3}} \mathbf{e}_{l2}, \quad (\text{П.1а})$$

$$\mathbf{e}_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbf{e}_l - \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbf{e}_{l1}, \quad (\text{П.1б})$$

$$\mathbf{e}_y = \frac{1}{\sqrt{6}} \mathbf{e}_l + \frac{1}{\sqrt{6}} \mathbf{e}_{l1} - \frac{2}{\sqrt{6}} \mathbf{e}_{l2}. \quad (\text{П.1в})$$

Предполагается, что \mathbf{e}_z направлен перпендикулярно поверхности подложки, или, если требуется связь, — „в другую сторону“:

$$\mathbf{e}_l = \sqrt{\frac{3}{6}} \mathbf{e}_x + \sqrt{\frac{1}{6}} \mathbf{e}_y + \sqrt{\frac{2}{6}} \mathbf{e}_z, \quad (\text{П.2а})$$

$$\mathbf{e}_{l1} = -\sqrt{\frac{3}{6}} \mathbf{e}_x + \sqrt{\frac{1}{6}} \mathbf{e}_y + \sqrt{\frac{2}{6}} \mathbf{e}_z, \quad (\text{П.2б})$$

$$\mathbf{e}_{l2} = -\sqrt{\frac{4}{6}} \mathbf{e}_y + \sqrt{\frac{2}{6}} \mathbf{e}_z. \quad (\text{П.2в})$$

Ортогональность тройки $\mathbf{e}_l, \mathbf{e}_{l1}, \mathbf{e}_{l2}$ или тройки $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ легко проверяется. Подставляя последние выражения в запись волнового вектора, имеем для его x - и y -компонент:

$$k_x = \sqrt{\frac{3}{6}} (k_0 + k_l) - \sqrt{\frac{3}{6}} k_r \cos \varphi, \quad (\text{П.3а})$$

$$k_y = \sqrt{\frac{1}{6}} (k_0 + k_l) + \sqrt{\frac{1}{6}} k_r \cos \varphi - \sqrt{\frac{4}{6}} k_r \sin \varphi. \quad (\text{П.3б})$$

В итоге для квадрата поперечного волнового вектора $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, имеем выражение (3).

Если взять дифференциал от выражений для k_x, k_y при фиксированной энергии E , получим

$$dk_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{m_l k_l}{m_l k_r} \cos \varphi \right) dk_l + \frac{1}{\sqrt{2}} k_r \sin \varphi d\varphi, \quad (\text{П.4а})$$

$$dk_y = \frac{1}{\sqrt{6}} \left(1 - \frac{m_l k_l}{m_l k_r} (\cos \varphi - 2 \sin \varphi) \right) dk_l - \frac{1}{\sqrt{6}} k_r (\sin \varphi + 2 \cos \varphi) d\varphi, \quad (\text{П.4б})$$

При этом было использовано то, что $dk_r = -m_l k_l / m_l k_r dk_l$, с учетом выражения k_r через E и k_l из соотношения $\hbar^2 k_l^2 / 2m_l + \hbar^2 k_r^2 / 2m_l = (E - E_{cS})$. На основе dk_x, dk_y рассчитывается якобиан [8] преобразования от переменных k_x, k_y к переменным k_l, φ (формула (9) основного текста).

Список литературы

- [1] A. Schenk. *Advanced physical models for Silicon device simulations* (Springer, Wien, NY., 1998) Chap. 5.
- [2] М.И. Векслер, С.Э. Тягинов, Ю.Ю. Илларионов, Yew Kwang Sing, Ang Diing Shenp, В.В. Федоров, Д.В. Исаков. ФТП, **47** (5), 675 (2013).

- [3] J. Robertson, R.W. Wallace. *Mater. Sci. Eng. R*, **88**, 1 (2015).
- [4] Y.Y. Illarionov, M.I. Vexler, S.M. Sutturin, V.V. Fedorov, N.S. Sokolov, K. Tsutsui, K. Takahashi. *Microelectron Eng.*, **88** (7), 1291 (2011).
- [5] Yu.Yu. Illarionov, M.I. Vexler, M. Karner, S.E. Tyaginov, J. Cervenka, T. Grasser. *Current Appl. Phys.*, **15** (2), 78 (2015).
- [6] *Crystals with the fluorite structure*, ed. by W. Hayes (Clarendon Press, Oxford, 1974).
- [7] L.F. Register, E. Rosenbaum, K. Yang. *Appl. Phys. Lett.*, **74** (3), 457 (1999).
- [8] И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев. *Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов* (М., Наука, 1980) с. 380 [понятие „якобиан“].

Редактор А.Н. Смирнов

Modeling tunnel electron transport in a semiconductor–crystalline insulator–Si(111) system

M.I. Vexler

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Tunneling carrier transport through a thin insulator (exemplarily CaF₂) between the (111)-Silicon substrate and the semiconductor gate, is studied theoretically. Conservation of a transverse electron wave vector, which is large in value, and limitation on the available state density in the gate are considered. Due to a state–density–related restriction, the tunneling current at low insulator bias should be smaller than in similar structures with a metal gate. The same effect is responsible for a change in the energetic distribution of tunneling electrons, both for the case of a transfer between the conduction bands and when a transport occurs between the conduction band of Si(111) and the gate valence band.