

Туннельная эмиссия электронов из валентной зоны полупроводников в сильных электрических полях

© В.Д. Калганов*, Н.В. Милешкина*, Е.В. Остроумова[†]

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

* Санкт-Петербургский государственный университет, Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока,
198904 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 24 ноября 2005 г. Принята к печати 8 декабря 2005 г.)

Исследовались туннельные эмиссионные токи электронов из полупроводников в вакуум (игольчатые GaAs-фотодетекторы) и в металл (кремниевые МДП диоды с туннельно-тонким слоем диэлектрика) в сильных и сверхсильных электрических полях. Показано, что в полупроводниках *n*-типа проводимости в обоих случаях основной вклад в эмиссионный ток вносит туннельная эмиссия электронов из валентной зоны полупроводника, а не из зоны проводимости.

PACS: 79.70.+q, 79.60.Jv

1. Введение

Исследование процессов протекания тока в полупроводниках в сильных электрических полях, $(2-5) \cdot 10^7$ В/см, и, в частности, туннельной эмиссии электронов из полупроводников приобретает в последние годы не только теоретический, но и практический интерес в связи с разработкой быстродействующих полупроводниковых приборов для микро-, наноэлектроники и оптоэлектронных устройств. Ранее выполненные нами параллельные исследования туннельной эмиссии электронов из полупроводников в вакуум в полевых и фотопольевых полупроводниковых эмиттерах (Ge, InSb, GaAs) и инжекции электронов из металла в полупроводник в оже-транзисторе (структуры Al-SiO₂-*n*-Si с туннельно-прозрачным слоем диэлектрика) позволили выявить особенности физического механизма туннельной эмиссии в этих приборах и обнаружить общие закономерности [1,2]. Было показано, что в обоих случаях величина туннельного тока определяется плотностью неосновных носителей в самосогласованных квантовых колодцах, которые возникают на поверхности полупроводников в сильных электрических полях. Для полевого эмиттера, работающего в режиме фотопольевого детектора, это будет ток электронов в вакуум из валентной зоны полупроводника *p*-типа, а в структуре металл-диэлектрик-полупроводник (МДП), в оже-транзисторе, — туннельный инжекционный ток электронов из металла в зону проводимости полупроводника *n*-типа.

Однако до сих пор в мире не создан работающий серийный оже-транзистор, как и не существует его полной теоретической модели. Квантовая модель протекания туннельного тока электронов в полупроводниках *p*-типа проводимости в сильных и сверхсильных электрических полях также не создана, несмотря на то что экспериментальных результатов получено много. Кроме того, не выяснен до конца механизм резкого

увеличения квантового выхода до значений $> 100\%$ в полевых фотодетекторах в сильных электрических полях при освещении.

Исследования рекомбинационного излучения кремниевых МДП диодов с туннельно-прозрачным промежуточным слоем диэлектрика (окисла) и разными металлами (при прямом смещении на структуре) показали, что в области больших плотностей тока эффективность широкозонного эмиттера, которым и является гетеропереход металл-окисел-полупроводник (МОП), близка к единице и не уменьшается с ростом тока вплоть до 150 А/см². По сравнению с диффузионными *p*⁺-*n*-гомопереходами на кремнии область значений тока, где коэффициент инжекции близок к единице, по величине на порядок больше за счет односторонней туннельной инжекции неосновных носителей (электронов) из валентной зоны полупроводника в металл в туннельных МДП диодах на кремнии *n*-типа проводимости [3].

Эти результаты привели к созданию оже-транзистора на туннельных структурах Al-SiO₂-*n*-Si с индуцированной электрическим полем окисла квантово-размерной базой *p*-типа в виде самосогласованного квантового колодца для дырок [4,5]. Индуцированный дырочный слой имеет толщину $\sim 10^{-7}$ см. Энергия инжектированных электронов складывается из двух частей, одна связана с падением напряжения на окисле, другая — с падением напряжения на базовом слое. Вторая составляющая может достигать значений, сравнимых с шириной запрещенной зоны кремния. Принцип работы оже-транзистора основан на росте коэффициента усиления тока α до величины, превышающей единицу, ($\alpha > 1$) вследствие генерации в процессе ударной ионизации электронно-дырочных (*e-h*) пар горячими электронами, инжектированными из металла. Генерация *e-h*-пар происходит в приповерхностной области полупроводника, на расстоянии ~ 100 Å от границы окисел-кремний [5,6]. Наличие туннельно-прозрачного слоя окисла на поверхности полупроводника дает возможность достичь в приповерхностной области структуры напряженности электрического поля до $(3-5) \cdot 10^7$ В/см при смещении

[†] E-mail: elena.ostroumova@mail.ioffe.ru

на окисле не более 2В и получить одностороннюю инжекцию горячих электронов из металла в полупроводник. Именно создание оже-транзистора дает возможность исследовать процессы туннельной эмиссии горячих электронов в структурах металл–диэлектрик–полупроводник в сильных электрических полях.

Следует отметить, что в твердотельной электронике широко применяется представление о размерных квантовых эффектах в подобных самосогласованных квантовых колодцах на поверхности полупроводников [7]. Однако реализация этих эффектов в случае полевой туннельной эмиссии для электронов, движущихся перпендикулярно к поверхности, в обычно исследуемых случаях при конечной вероятности проникновения сквозь потенциальный барьер не является очевидной. Этот вопрос ждет своего решения и экспериментальной проверки.

С практической точки зрения исследование туннельных структур металл–диэлектрик–полупроводник позволило изучить условия эмиссии горячих электронов из металла в полупроводник и их дополнительный разогрев в самосогласованном квантовом колодце у поверхности, что в свою очередь позволило создать оже-транзистор на основе гетероперехода Al–SiO₂–*n*-Si, являющийся наиболее быстрым в настоящее время биполярным полупроводниковым транзистором [4–6].

С другой стороны, практическим результатом исследования туннельной эмиссии из полупроводника в вакуум в разных токовых режимах и при разных уровнях освещения явилось создание полевых фотокатодов, квантовая эффективность которых может существенно превышать величину 100% и которые могут успешно работать в инфракрасной области спектра [8,9].

В оже-транзисторе односторонняя инжекция электронов является следствием того, что из-за большой эффективной массы дырок в валентной зоне окисла кремния дырочный ток ничтожно мал по сравнению с током туннельной инжекции электронов из металла. В вакууме же, как известно, существует только ток электронов. Однако эксперименты показывают, что эмиссия электронов из полупроводника *p*-типа проводимости в вакуум происходит столь эффективно, как и из полупроводника *n*-типа. Если для полупроводников *p*-типа эффект увеличения квантового выхода в остриях при освещении исследован в работах [1,2] и объясняется образованием на поверхности полупроводника в вакууме транзисторной квантово-размерной структуры, аналогичной оже-транзистору, то увеличение квантового выхода в полевых фотодетекторах на полупроводниках *n*-типа требовало специального исследования.

Проведенные нами исследования процессов туннелирования электронов из полупроводников *n*-типа проводимости в сильных и сверхсильных электрических полях показали, что токи эмиссии из полупроводников *n*-типа как в вакуум (острия *n*-GaAs), так и в металл (туннельные МДП диоды на *n*-Si) существенно превышают ожидаемые величины, которые должны были бы быть при эмиссии электронов из зоны проводимости.

Традиционно исследования полевой эмиссии полупроводников во многих случаях ограничиваются измерением вольт-амперных характеристик (ВАХ). Данные интерпретируются в рамках теории Стреттона для полупроводников, основанной на классической теории туннельной полевой эмиссии Фаулера–Нордгейма [10,11]. Различные отклонения вольт-амперных характеристик от линейной (в полулогарифмическом масштабе) зависимости объясняют разнообразными электронными процессами, связанными с проникновением внешнего поля в полупроводник. Необходима дополнительная и качественная информация для понимания явления электронной эмиссии из полупроводников и его практического применения.

В данной работе проводится изучение энергетических спектров электронов, эмиттированных с атомарно-чистой поверхности монокристаллов GaAs *n*-типа проводимости. Энергетическое распределение электронов (ЭРЭ) при полевой эмиссии дает прямую информацию об энергиях электронов в полупроводнике *n*-типа, участвующих в формировании эмиссионного тока, исследование спектров ЭРЭ позволит экспериментально проверить выдвинутую нами модель туннельной эмиссии, где определяющий вклад в эмиссионный ток вносят электроны из валентной зоны полупроводника.

2. Экспериментальные условия

Изучение полевой эмиссии полупроводниковых материалов обычно ограничивается измерением полного эмиссионного тока в зависимости от напряжения, приложенного между холодным катодом и анодом. Для измерения тока с разных частей эмиттирующей поверхности острия в данной работе наряду с измерениями ВАХ применялся метод зондового сканирования эмиссионного изображения, когда эмиссию с любой части поверхности через отверстие диаметром 0.5 мм с

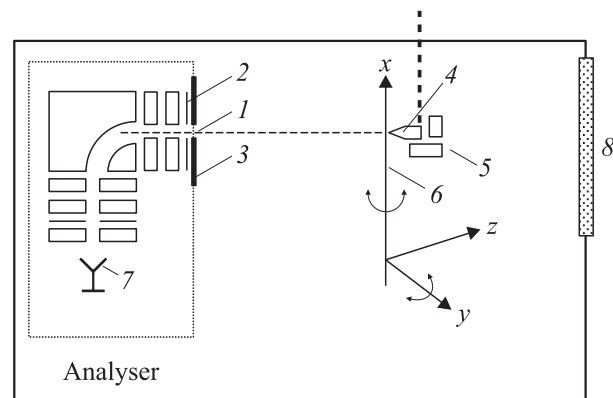


Рис. 1. Схема анализатора энергий полевых электронов: 1 — зондовое отверстие, 2 — анод, 3 — экран, 4 — эмиттер, 5 — система охлаждения, 6 — 5-степенный манипулятор, 7 — вторичный электронный умножитель ВЭУ-6, 8 — сверхвысоковакуумное окно.

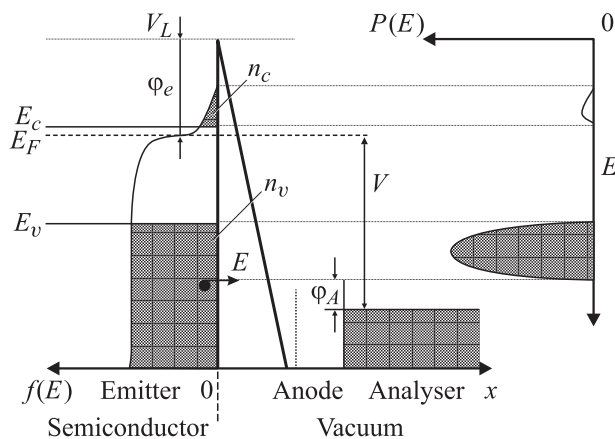


Рис. 2. Энергетическая диаграмма полевого полупроводникового эмиттера и измеренный спектр плотностей ЭРЭ $P(E)$ при эмиссии электронов из полупроводника в вакуум (ось x). ϕ_A — работа выхода анализатора, ϕ_e — работа выхода эмиттера, E_F — уровень Ферми эмиттера, V_L — уровень вакуума, V — напряжение между эмиттером (полупроводником) и анализатором (коллектором электронов); $f(E)$ — функция распределения Ферми–Дирака для температуры T , n_v и n_c — концентрации электронов в валентной зоне и зоне проводимости соответственно, E_c — минимум зоны проводимости, E_v — максимум валентной зоны.

помощью 5-степенного манипулятора можно выводить на вход полевого электронного спектрометра (рис. 1).

Энергетические спектры эмиттированных электронов $P(E)$ регистрировались при помощи электронного полевого спектрометра со сферическим 135-градусным анализатором.

Разрешение спектрометра составляло 0.02 эВ (при энергии эмиттированных электронов $E = 3$ кэВ), причем был достигнут интервал энергий анализируемых электронов до 4 эВ ниже уровня Ферми E_F . Метод задерживающего потенциала, используемый при работе с анализатором, схематически показан на рис. 2. Специфика этого метода для исследования полевой электронной эмиссии состоит в том, что электроны выходят из полупроводника в результате туннельного проникновения сквозь потенциальный барьер на границе полупроводник–вакуум, ускоряются внешним электрическим полем по пути к аноду, а пройдя сквозь зондовое отверстие в аноде, замедляются задерживающим полем и попадают на коллектор анализатора только выше потенциального барьера анализатор–вакуум, определяемого работой выхода анализатора ϕ_A , когда подано соответствующее напряжение смещения V между полупроводником и анализатором (см. рис. 2). Поэтому кривые спектров для электронов, вышедших из полупроводника с энергией, соответствующей E_F , начинаются при потенциале смещения $V = \phi_A$, а для электронов, эмиттированных, например, с верха валентной зоны (E_v), ток на анализаторе начинается при потенциале $V = \phi_A + (E_v - E_F)$. Таким образом, уровень Ферми полупроводника может служить относительным уровнем

отсчета энергии, так как его энергетическое положение относительно уровня Ферми анализатора зависит только от приложенного напряжения. Следует отметить, что уровень Ферми анализатора и величина ϕ_A определялись экспериментально, когда катодом анализатора был не полупроводник, а эталонный вольфрамовый катод с известной работой выхода.

Управление экспериментом и обработка данных проводились с помощью специально разработанной системы регистрации, подробно описанной в [12], и программного обеспечения, учитывающего специфику полупроводниковых полевых катодов [13].

Заготовки для полевых катодов с размерами $1 \times 1 \times 15$ мм изготавливались из монокристаллов GaAs n -типа проводимости, легированных оловом, с удельным сопротивлением 0.001 Ом·см, ориентированных вдоль кристаллографического направления $\langle 100 \rangle$. Заготовки подвергались химическому травлению в смеси плавиковой и азотной кислот в соотношении 1:3 с добавлением дважды деионизованной дистиллированной воды, причем была возможность регулировать температуру раствора.

Измерения энергетических спектров электронов проводились в высоковакуумной камере при давлении $\leq 5 \cdot 10^{-10}$ мм рт.ст., вакуумирование проводилось при температурах, исключающих изменение электрофизических свойств исходного монокристалла полупроводника. Стабилизация эмиссионных свойств острия достигалась при отборе эмиссионного тока и очистке поверхности полупроводника методом десорбции полем вплоть до получения атомарно-чистой эмиттирующей поверхности. Чистота поверхности контролировалась по воспроизводимости ВАХ и ЭРЭ, а также по характерному для кристалла симметричному эмиссионному изображению поверхности, которое можно наблюдать на люминесцентном экране, вмонтированном в высоковакуумную камеру спектрометра. С помощью 5-степенного механического манипулятора острия (рис. 1) энергетические спектры эмиттированных электронов можно измерять для любой части эмиттирующей поверхности при визуальном контроле состояния поверхности в поле зрения электронного микроскопа. Измерения проводились только при условии воспроизводимости ВАХ и ЭРЭ в выбранном интервале рабочих напряжений. Спектры электронов записывались при многократном сканировании с энергетическим шагом 37 мэВ в интервале энергий от 0 до 4 эВ ниже уровня Ферми E_F , чтобы охватить весь энергетический диапазон электронов, участвующих в формировании тока полевой эмиссии.

Следует отметить, что исследование ЭРЭ электронов при эмиссии из полупроводников является гораздо более сложной экспериментальной задачей, чем соответствующие исследования ЭРЭ для полевых катодов из металла. Одна из основных трудностей состоит в необходимости коррекции потенциала, подаваемого на электростатические линзы спектрометра, на величину падения напряжения в полупроводнике при отборе тока

во время измерений. Поэтому в данной работе для автоматического контроля напряжения и проведения анализа ЭРЭ было разработано специальное программное обеспечение, названное FEESA (field electron energy spectra analyzer), и прецизионная система регистрации. FEESA позволяет анализировать практически неограниченный объем накопления данных, она позволяет выбирать такие характеристики рабочего режима, как разрешение по энергиям, шаг по напряжению при сканировании ЭРЭ, временной период накопления в зависимости от уровня сигнала (от режима счета отдельных электронов до 10^6 электронов в секунду). Достоинства этой программы подробно описаны в работе [13].

Исследования туннельных токов в транзисторных структурах металл–диэлектрик–полупроводник проводились для структур Al–SiO₂–*n*-Si на кремнии *n*-типа проводимости с удельным сопротивлением 0.3 Ом·см. Туннельно-тонкий слой окисла был выращен в потоке осушенного кислорода при сравнительно низких температурах (600–700°C). Геометрическая толщина слоя SiO₂ по данным эллипсометрических измерений составляла ~2 нм. Измерения ВАХ проводились в схеме с общим эмиттером. Подробно условия эксперимента описаны в работе [5]. Заключение об эффективности МОП эмиттера (коэффициент инжекции $\gamma > 0.5$) было сделано из сравнительного анализа интенсивности рекомбинационного излучения кремниевых диодных МДП структур (с разными металлами, напыленными на туннельно-тонкий слой окисла кремния) и кремниевых диодов с диффузионными p^+ –*n*-переходами в зависимости от плотности тока [3].

3. Экспериментальные результаты

3.1. Распределение электронов по энергиям при туннелировании в системе *n*-GaAs–вакуум

Энергетические спектры эмиттированных в вакуум электронов измерялись на последовательных стадиях очистки поверхности GaAs методом десорбции полем. Спектры ЭРЭ имеют характерную форму с одним максимумом (рис. 3), причем по мере очистки поверхности положение максимума и низкоэнергетического края спектра сдвигаются по шкале энергий по направлению к уровню Ферми E_F ($E = 0$) (кривые 1–3). Спектры, показанные на рис. 3, нормированы на максимум и представлены в произвольных единицах. Для эмиссии электронов с атомарно-чистой поверхности GaAs низкоэнергетический край спектра ЭРЭ соответствует энергетическому уровню $E = 1.4$ эВ ниже уровня Ферми E_F (см. рис. 2). Первоначальное положение спектров ЭРЭ для полупроводника, покрытого тонким слоем окисла, зависит от падения напряжения на слое окисла.

С уменьшением анодного напряжения U_a спектры сдвигаются по энергетической шкале, как показано на рис. 3, однако край спектров всегда ограничен уровнем энергии $E = 1.4$ эВ (кривая 4), что соответствует

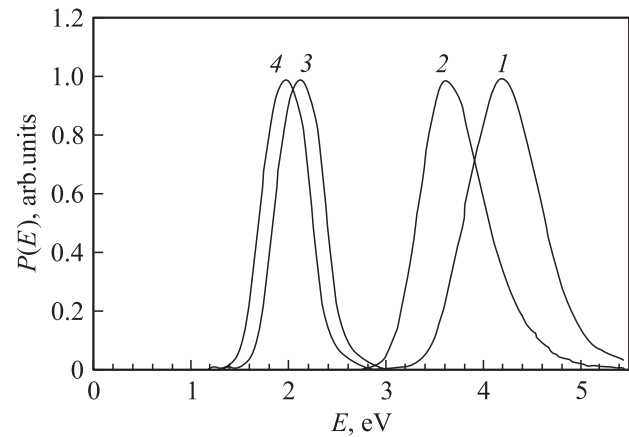


Рис. 3. Экспериментальные спектры ЭРЭ для *n*-GaAs: 1 — эмиттер, покрытый слоем собственного окисла, 2 — промежуточная стадия очистки поверхности GaAs, 3 — эмиттер с атомарно-чистой поверхностью, $U_a = 2$ кВ, 4 — то же при $U_a = 1.4$ кВ. Энергия отсчитывается относительно E_F .

потолку валентной зоны E_v для GaAs. Это утверждение основано на величине запрещенной зоны GaAs $E_g = 1.4$ эВ и на принципе измерений методом задерживающего потенциала, когда, как указывалось выше, энергии в спектрах ЭРЭ отсчитываются от уровня Ферми эмиттера E_F , который для исследуемого сильно легированного кристалла практически совпадает с дном зоны проводимости (E_c).

Для туннельной эмиссии в кристаллографическом направлении $\langle 100 \rangle$ спектры электронов характеризуются одним пиком, хорошо воспроизводятся при многократных измерениях и сохраняются неизменными в течение нескольких часов после очистки поверхности десорбцией полем — при большом анодном напряжении, когда происходит испарение монокристалла GaAs. Более того, форма спектров мало изменяется при повороте эмиттера вплоть до 60° от направления оси монокристалла. Анализ спектров электронов, эмиттированных с других частей поверхности, показывает, что низкоэнергетический край спектров ЭРЭ всегда расположен при энергии $E = 1.4$ эВ. Таким образом, анализ результатов позволяет заключить, что основной вклад в туннельный ток из монокристалла GaAs *n*-типа проводимости вносят электроны, эмиттированные из валентной зоны, а именно, из полосы kT (T — температура, k — постоянная Больцмана) ниже потолка валентной зоны, а незначительные различия в спектрах, соответствующих разным кристаллографическим плоскостям, связаны с особенностями туннелирования с более глубоких энергетических уровней. Экспериментально полученная величина ширины кривых ЭРЭ на половине высоты максимума (FWHM) (0.6–0.8 эВ) также совпадает с величиной, предсказанной теорией Стреттона для эмиссии из валентной зоны.

Полученные результаты согласуются с развитой нами ранее физической моделью туннельных токов в структурах полупроводник–вакуум и металл–диэлектрик–полупроводник, общей характерной чертой которых

является определяющий вклад электронов валентной зоны в туннельную эмиссию из полупроводника, когда полупроводник служит катодом. Наши результаты непосредственно подтверждают правильность этой модели.

3.2. Туннельные эмиссионные токи в МДП диодах

Ранее проведенные нами исследования эмиссии электронов в кремниевых МДП диодах с туннельно-тонким слоем окисла показали, что преимущественная инжекция электронов из валентной зоны кремния в металл возникает при прямом смещении на структуре (положительный потенциал на металле), когда падение напряжения на окисле ΔV таково, что $e\Delta V > E_g - E_F$, где E_g — ширина запрещенной зоны кремния, а E_F — уровень Ферми в кремнии (рис. 4) [3].

При таком смещении и при достаточно „толстом“ слое диэлектрика (2 нм) ток эмиссии электронов из валентной зоны полупроводника в металл в общем виде можно записать, следуя работе [14], в виде дырочного тока из металла в валентную зону полупроводника

$$j_p = (4\pi m_{th} q / h^3) \int_{-\infty}^{+\infty} [f_m(E) - f_s(E)] \int_0^E T(E_x) dE_x dE, \quad (1)$$

где f_m и f_s — функции Ферми для металла и полупроводника соответственно, $T(E_x)$ — вероятность туннелирования валентных электронов из полупроводника в металл, E_x — составляющая энергии в направле-

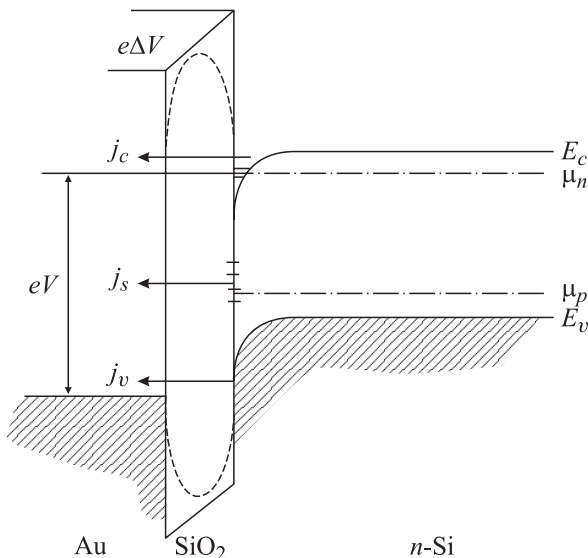


Рис. 4. Зонная диаграмма кремниевых МДП диода с туннельно-тонким слоем окисла при прямом смещении. К структуре приложено напряжение V , падение напряжения на окисле $\Delta V \geq 1$ В, j_c , j_s , j_v — туннельные токи электронов в металл из зоны проводимости полупроводника, с поверхностных состояний в запрещенной зоне и из валентной зоны соответственно; μ_n и μ_p — квазиуровни Ферми.

нии оси x , т.е. перпендикулярно барьеру, E — полная энергия, m_{th} — эффективная масса дырок при переносе через барьер. Дырочный инжекционный ток при условии $e\Delta V > E_g - E_F$ представляет собой ток электронов валентной зоны полупроводника, туннелирующих в металл, энергия E которых лежит в пределах $E_{Fm} < E < E_v$ (E_{Fm} и E_v — уровень Ферми в металле и потолок валентной зоны полупроводника соответственно). В этом случае, упрощая, выражение (1) можно записать в виде

$$j_p \approx (4\pi m_{th} q / h^3) \exp(-\chi_h^{1/2} d) \int_{E_{Fm}}^{E_v} E dE, \quad (2)$$

где χ_h — высота барьера для „металлических“ дырок, а d — эффективная толщина окисла.

Надо иметь в виду, что в валентной зоне окисла кремния эффективная масса дырок более чем в 5 раз превышает эффективную массу электронов, что заставляет рассматривать туннелирование носителей из валентной зоны полупроводника в металл только как переходы электронов из валентной зоны через зону проводимости окисла, а не через валентную зону окисла. Поэтому к высоте барьера диэлектрик-полупроводник надо прибавить величину E_g полупроводника.

4. Обсуждение результатов и заключение

Следует заметить, что до настоящего времени не существует однозначного ответа на вопрос — электроны из валентной зоны или из зоны проводимости образуют ток полевой эмиссии. До результатов, полученных в данной работе, существовало распространенное мнение [15], что для низкоомных полупроводников n -типа (и тем более для практически вырожденных полупроводников, как в нашем случае GaAs) основной вклад в туннельный ток эмиссии вносят электроны из зоны проводимости. Наши результаты не подтверждают это предположение. Более того, мы полагаем, что именно эмиссия электронов из валентной зоны является характерной чертой полевой эмиссии из полупроводников, когда ток зависит от освещения эмиттера (фотополевой катод). Обоснуем наше утверждение.

Одной из причин отсутствия в спектрах ЭРЭ электронов из зоны проводимости может быть меньшая величина концентрации электронов в зоне проводимости по сравнению с валентной зоной ($n_c = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $n_v = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ соответственно), что приводит к соотношению для токов из валентной зоны и зоны проводимости $j_v \gg j_c$, когда величину j_c может быть трудно экспериментально измерить. Однако высокая точность выполненных измерений (неограниченное накопление сигнала на уровне счета отдельных электронов, например, для измерений j_c) позволяет не только зарегистрировать еще меньшие токи, но и дает возможность измерять ЭРЭ для сигналов, отличающихся друг от друга на

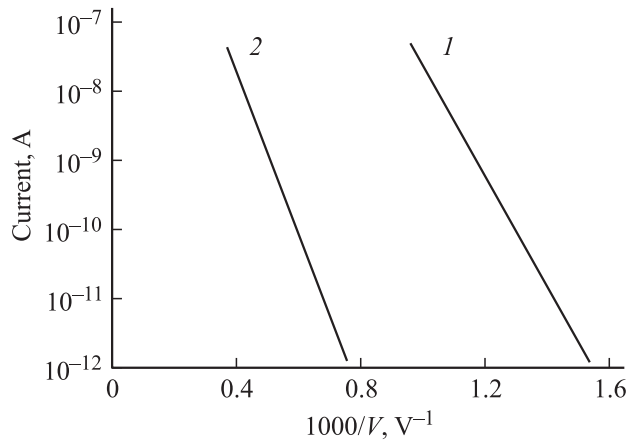


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики эмиссионного тока. 1 — GaAs со слоем собственного окисла, 2 — GaAs с атомарно-чистой поверхностью.

6–8 порядков величины. Другими словами, отсутствие электронов из зоны проводимости в спектрах ЭРЭ не связано с недостатками измерительной установки.

Заметим, что отсутствие электронов из зоны проводимости в спектрах ЭРЭ для другого полупроводника, германия, для грани (100), согласно работе [15], объясняется особенностями энергетической структуры зоны. В германии поверхностями постоянной энергии вблизи дна зоны проводимости являются эллипсоиды, центры которых удалены от начала координат в направлении $\langle 111 \rangle$. Компоненты вектора \mathbf{k} параллельны плоскости (100) и соответствующие состояния не лежат в центральной области поверхностной зоны Бриллюэна для неперестроенной поверхности [15]. Вследствие большой тангенциальной компоненты энергии, связанной с этими состояниями, нормальная компонента энергии электрона у дна зоны проводимости заметно меньше, чем энергия электронов с $\mathbf{k}_{\parallel} \approx 0$ у вершины валентной зоны. Вероятность туннелирования в направлении x $D(E - E_{\perp})$ для электрона с энергией E , падающего на барьер, где $E_{\perp} = (p_y^2 + p_z^2)/2m$, p_y , p_z — тангенциальные компоненты квазиимпульса электрона, определяется только энергией E_{\perp} , связанной с нормальной компонентой скорости. Поэтому, если E_{\perp} достаточно велика, вероятность эмиссии из зоны проводимости мала, как это имеет место для плоскости (100) германия, и, следовательно, $j_v \gg j_c$ даже в случае вырожденного электронного газа в зоне проводимости германия.

Однако, если предположить, что и в нашем случае отсутствие электронов из зоны проводимости GaAs в спектрах ЭРЭ также связано с особенностью структуры зон, то следует ожидать значительного различия экспериментальных спектров ЭРЭ, измеренных в разных кристаллографических направлениях, чего не наблюдалось в эксперименте. Более того, следует подчеркнуть, что при исследовании Si [16,17] и Ge [18–20] в спектрах ЭРЭ, снятых в разных направлениях, электроны из зоны проводимости обнаружены не были. В работе [19]

точность измерений была столь велика, что была обнаружена тонкая структура в ЭРЭ для германия, связанная с зоной проводимости состояний, однако эмиссии из зоны проводимости тоже не было обнаружено ни для одного из исследованных кристаллографических направлений.

В сверхсильных электрических полях (до $5 \cdot 10^7$ В/см и более), необходимых для полевой эмиссии из полупроводников, уровни валентной зоны и зоны проводимости в объеме полупроводника оказываются при одной энергии. По этой причине туннельный ток внутри полупроводника у поверхности можно рассматривать как пробой Зенера (Zener). Однако прямолинейная в логарифмическом масштабе форма ВАХ (рис. 5) для исследованного низкоомного кристалла GaAs свидетельствует о незначительной роли эффектов, связанных с проникновением поля в объем полупроводника, по крайней мере для полного эмиссионного тока. Следует отметить, что возможный механизм туннельного эмиссионного тока в арсениде галлия n -типа может также включать электронно-дырочную рекомбинацию на поверхности через поверхностные состояния в запрещенной зоне или же прямую межзонную рекомбинацию на поверхности, что, безусловно, уменьшит эмиссионный ток электронов из зоны проводимости. Однако этот вопрос требует дополнительного исследования. Эксперимент же показывает, что электроны, образующие туннельный ток, выходят в вакуум с энергиями, соответствующими потолку валентной зоны, а эмиссии электронов из зоны проводимости сильно легированного n -GaAs в эксперименте не наблюдалось. Этот вывод подтверждается и наличием эффективной односторонней туннельной инжекции в кремниевых диодах с туннельно-тонким промежуточным слоем окисла при положительном потенциале на металле (для полупроводника n -типа), независимо от того, какой металл напылен, и созданием оже-транзистора, в основе уникальных свойств которого лежит эффективный эмиттер Al-SiO₂- n -Si с туннельно-прозрачным слоем окисла.

В заключение следует сказать, что результаты проведенных в работе исследований дают возможность впервые вплотную подойти к решению теоретической и экспериментальной задачи эмиссии электронов в сильных электрических полях, общей для оже-транзистора и для полевых игольчатых полупроводниковых эмиттеров.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Федеральным агентством по науке и инновациям Российской Федерации, государственный контракт № 02.434.11.2027, грантом Президента Российской Федерации НШ 2223.2003.2, грантом NATO CLG 980954 и ФЦНТП Российской Федерации, грант ИН 12 1.008.

Список литературы

- [1] A.A. Rogachev, V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, E.V. Ostroumova. *Microelectronics J.*, **31**, 905 (2000).
- [2] В.Д. Калганов, Н.В. Милешкина, Е.В. Остроумова. *ФТП*, **37** (3), 372 (2003).

- [3] И.В. Грехов, Е.В. Остроумова. Письма ЖЭТФ, **12** (19), 1209 (1986).
- [4] И.В. Грехов, Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев, А.Ф. Шулькин. Письма ЖТФ, **17**, 44 (1991).
- [5] Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев. ФТП, **28**, 1411 (1994).
- [6] E.V. Ostroumova, A.A. Rogachev. Microelectronics J., **29**, 701 (1998).
- [7] T. Ando, F. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, ch. 3 (1982).
- [8] V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, P.G. Shlyahtenko. J. Phys.: Condens. Matter, **15**, 5171, (2003).
- [9] В.Д. Калганов, Т.В. Милешкина. Патент РФ RU 2248066 (2005).
- [10] K.L. Jensen. Vac. Sci. Technol. B, **13**, 516 (1995).
- [11] R. Stratton. Phys. Rev., **135**, A794 (1964).
- [12] В.Д. Калганов, Н.В. Милешкина. РЭ, **45** (12), 1 (2000).
- [13] V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, E.V. Ostroumova, E.A. Rogacheva. *MRS-2002 Full Meeting* (Boston, USA, 2002) paper M5.25; V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, S.A. Sapronov, E.V. Ostroumova, E.A. Rogacheva. *Proc. 24th Intern. Conf. on Microelectronics (MIEL 2004)* (Nis, Serbia and Montenegro, 2004) v. 2, p. 195.
- [14] H.C. Card, E.H. Rhoderick. Sol. St. Electron., **16**, 365 (1973).
- [15] А. Модинос. *Авто-, термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия* (М., Наука, 1990) гл. 8.
- [16] B.F. Lewis, T.E. Fisher. Surf. Sci., **41**, 371 (1974).
- [17] A. Modinos. Progr. Surf. Sci., **42**, 45 (1993).
- [18] V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, S.A. Sapronov. Phys. Low-Dim. Structur., N 11/12, 89 (1996).
- [19] T. Deck, V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, A. Moscardini. Phys. Low-Dim. Structur., N 5/6, 187 (1998).
- [20] V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, S.A. Sapronov. Vacuum, **46** (5/6), 559 (1995).

Редактор Л.В. Шаронова

Tunnel emission of electrons from valence band in semiconductors under strong electric field

V.D. Kalganov*, N.V. Mileshkina *, E.V. Ostroumova

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

*V.A. Fok Institute of Physics,
St. Petersburg State University,
198904 Petrodvoretz, Russia

Abstract Tunnel emission currents of electrons from semiconductor in to vacuum (field needle-shaped GaAs photodetectors) and from semiconductor into metal (silicon MIS diodes with tunnel-thin oxide layer) were investigated under strong and ultra strong electric fields. It is shown that in *n*-type semiconductors in both cases the main input to the emission current is provided by the tunnel emission of electrons from the valence band, not from the conduction one.