

07

Инжекция эмиссионных электронов в мультимерной наноструктуре полупроводников

© Н.Д. Жуков¹, А.А. Хазанов¹, Я.Е. Переверзев²

¹ ООО „Реф-Свет“, Саратов

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: ndzhukov@rambler.ru

Поступило в Редакцию 27 декабря 2016 г.

Методами аппроксимации экспериментальных ВАХ исследован механизм инжекции эмиссионных электронов и сделан вывод о том, что инжекция в монокристаллическую и мультимерную полупроводниковые структуры может быть описана одной физической моделью, состоящей в туннельном преодолении электронами поверхностного барьера и диффузионно-дрейфовом транспорте неравновесных электронов в полупроводнике. Определяющей закономерностью ВАХ является степенная зависимость с показателями степени от 2 до 4. Анализ ВАХ позволяет оценить произведение величин подвижности и диффузионной длины неравновесных электронов. Результаты могут быть использованы в исследованиях и при разработках мультимерных структур для газовых и оптических сенсоров, приемников и излучателей инфракрасного и терагерцевого диапазонов.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.12.44703.16644

Одним из направлений нанотехнологий является создание и использование структур на основе субмикронных полупроводниковых частиц [1–4]. В связи с развитием этих направлений важным является изучение процессов межзеренных и межслойных эмиссии и инжекции электронов [5,6]. Интерес при этом представляет получение и исследование инжекции эмиссионных электронов. Такие физические процессы являются определяющими для свойств мультимерных и мультикристаллических структур, которые могут быть использованы в газовых и оптических сенсорах, источниках и приемниках дальнеинфракрасных излучений.

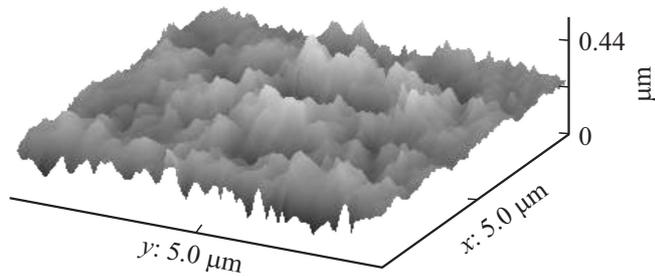


Рис. 1. Туннельно-токовая 3D-топограмма полированной поверхности полупроводников GaAs и Si.

В данной работе, в продолжение предыдущих публикаций [7–9], исследовано явление инжекции эмиссионных электронов в субмикронные зерна наиболее применяемых полупроводников — кремния Si, арсенида галлия GaAs, арсенида InAs и антимонида InSb индия. Изучены процессы транспорта электронов в двух вариантах: в эмиссионно-туннельном локальном контакте с нанозазором микрозонд–микрозерно поверхности полупроводника (вариант СТМ) и вакуумной триодной структуре термокатод-сетка-анод с мультизерненным анодным слоем (вариант ВТС). Методики подготовки образцов и измерений характеристик описаны в работах [7,8]. Использованы монокристаллические подложки электронной проводимости с финишной обработкой алмазным порошком АМП1 для InAs, InSb и GaAs и химико-механической полировкой (ХМП) для Si и GaAs. Максимально „тонкую“ (до 100 nm) мультизерненную структуру поверхности имели подложки с ХМП (рис. 1). Поверхность подложек с АМП-шлифовкой имела структуру зерен с размерами от 0.2 до 2 μm.

Субмикронные порошки для варианта ВТС изготавливались измельчением монокристаллических подложек в шаровой мельнице Pulverisette-7. С учетом оценок предела прочности субмикронных частиц с использованием модели пластической деформации и соотношения Холла–Петча [10] полагалось, что полученные частицы с размерами на минимальном пределе не имели существенно нарушенной структуры по отношению к исходным монокристаллам. Методом седиментации проводился отбор субмикронных частиц с размерами на мини-

мальном пределе. Покрyтия из нанопорошков формировались методом катафореза из суспензии в изопропиловом спирте. Толщина слоя покрyтия составляла порядка $5 \mu\text{m}$. Средние размеры частиц в зависимости от типа полупроводника были для InSb — $0.37 \mu\text{m}$, для остальных — $0.22\text{--}0.23 \mu\text{m}$, отклонения размеров в пределах $0.1\text{--}0.2 \mu\text{m}$, удельная поверхность — $15\text{--}25 \mu\text{m}^{-1}$.

В использованной эмиссионно-инжекционной структуре ток включает несколько последовательных процессов: эмиссия электронов из катода („эмиссия“), пролет межэлектродного пространства катод–анод („пролет“), преодоление потенциального барьера поверхности образца („инжекция“), диффузионно-дрейфовый транспорт в полупроводнике („диффузия“), электрический ток через толщу полупроводника и область контактирования к нему электрода („электроток“). Каждый из этих процессов может лимитировать ток и тем самым быть отображен на определенном участке вольт-амперной характеристики (ВАХ) и детально исследован.

Вычисления сопротивления толщи полупроводника, оценки свойств контактов к используемым полупроводникам (по литературным и собственным данным) показали, что для всех экспериментов процесс „электроток“ не являлся лимитирующим. Благодаря большой подвижности электронов в используемых в работе полупроводниках, процесс „диффузия“ может быть лимитирующим в случае возникновения ограничения тока пространственным зарядом, что наблюдалось при относительно больших значениях напряжения, при которых процессы „эмиссия“ и „инжекция“ не лимитировали ток [7].

Из двух основных для данного исследования лимитирующих ток процессов — „эмиссия“ и „инжекция“ — первый проявится на ВАХ при относительно больших величинах напряженности поля E , когда „инжекция“ не будет лимитирующей. Исследования на туннельном микроскопе по методике, описанной в работах [7,9], позволили установить области ВАХ и параметры процесса эмиссии электронов из зонда. На большом числе образцов при разных значениях величин зазора зонд–образец получены статистические данные по величинам наклона прямых для ВАХ в координатах Фаулера–Нордгейма ($\ln I/V^2 - 1/V$) — $\sim (1 - 2) V/\text{nm}$ и отсечки на оси логарифм–ток $\ln I_0 \sim (13 - 15)$. По этим данным и формуле Фаулера–Нордгейма [11] $I \sim 1.55 \cdot 10^{-8} k^2 E^2 \varphi^{-1} S \cdot \exp[-6.85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2} k^{-1} E^{-1}] \text{ A}$, проведены оценки площади S круга стекания–эмиссии электронов с поверхности

зонда и форм-фактора k усиления поля на нем: $k \sim (35 - 70) \text{ nm}^{-1}$, $S \sim (3 - 5) \text{ nm}^2$. Вычисленные при этом значения площади круга инжекции ($\sim kS$) на поверхности полупроводника $S_0 \sim (10^2 - 10^3) \text{ nm}^2$.

Инжекция электронов в полупроводник происходит путем преодоления потенциального барьера, образованного наличием на его поверхности супертонкой пленки окисла (с некими примесями) и возможного приповерхностного слоя обеднения или обогащения. При этом возможны несколько механизмов преодоления барьера и соответствующие им формулы ВАХ [12–14]: надбарьерная эмиссионная (тепловая) инжекция — $I \sim \exp(qV/kT)$; туннелирование сквозь барьер — $I \sim \exp(AV)$; надбарьерная эмиссия электронов по механизму Шоттки $I \sim \exp(\beta E^{1/2})$, где $\beta = (4\pi\epsilon)^{-1/2} q/kT \sim 12$.

ВАХ всех исследованных образцов имели явно выраженные участки — при относительно больших, средних и малых величинах напряжения. В области относительно больших величин напряжения выполнялись соотношения полевой эмиссии для варианта СТМ и закона трех вторых (Ленгмюра) для варианта ВТС. Кроме того, для варианта СТМ могли наблюдаться участки ВАХ, которые хорошо аппроксимировались формулой $I \sim \exp(\beta E^{1/2})$ при значениях $\beta \sim (11 - 13)$, хорошо соответствующих теории.

На рис. 2, *a, b* приведены ВАХ образцов в координатах $\text{Ln}I \sim V$ в области относительно малых значений тока и напряжения. ВАХ аппроксимируются формулой туннелирования сквозь барьер $I \sim \exp(AV)$. При этом ВАХ интерпретируются механизмом прямого туннелирования электронов сквозь супертонкий барьер [12,13]. Правильность такой аппроксимации подтверждается также и слабой температурной зависимостью показателя экспоненты — угла наклона прямых на рис. 2, *b*. При этом теория дает выражение для параметра $A \sim d^* [(4m^*q)(9h^2kT)^{-1}]^{1/2}$ [13], где m^* и q — эффективная масса и заряд электрона, h — постоянная Планка, k и T — постоянная Больцмана и абсолютная температура, d^* — толщина барьерного слоя. Вычисления приводят к выражению для значений A — $A \sim 2.5d^*$. По ВАХ (рис. 2, *a*) найдены среднестатистические значения параметра A и соответствующие им величины d^* (nm) для варианта СТМ: Si — $\sim 7(d^* \sim 2.8)$; GaAs — $\sim 6(d^* \sim 2.4)$; InAs — $\sim 11(d^* \sim 4.1)$; InSb — $\sim 6(d^* \sim 2.4)$. Для варианта ВТС величины параметров были заметно меньше — ~ 0.7 (рис. 2, *b*). Это, а также некоторое уменьшение A с ростом величины

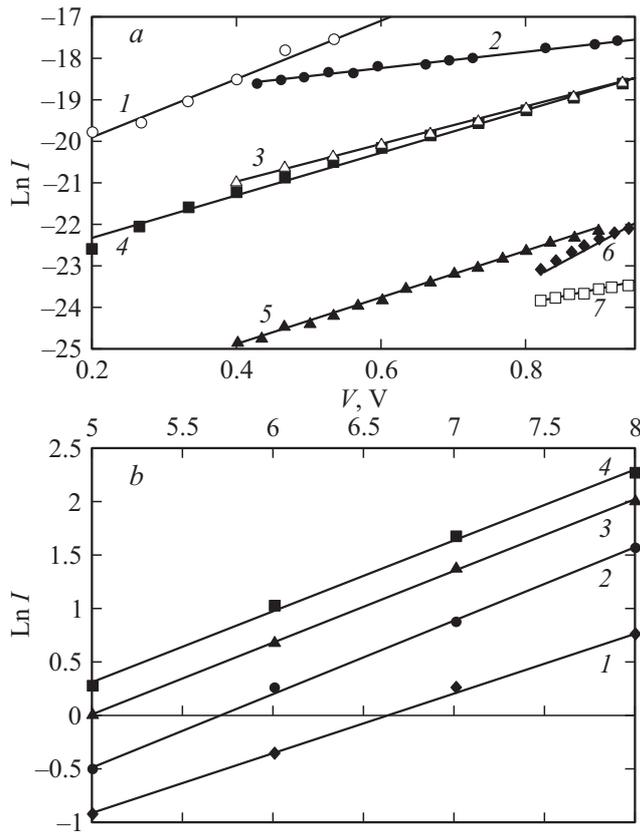


Рис. 2. Типичные ВАХ в полулогарифмических и логарифмических координатах. *a, c* — вариант СТМ, *b, d* — вариант ВТС ($d = 1 \text{ mm}$, $S = 1 \text{ cm}^2$, U_g — напряжение сетка-катод). Единицы параметров: V и V_g — [V]; g — [nm]; T — [K]. *a*: 1 — Si, $d = 0$; 2 — Si, $d = 3$; 3 — InAs, $d = 0$; 4 — InSb, $d = 0$; 5 — InAs, $d = 5$; 6 — GaAs, $d = 0$; 7 — InSb, $d = 3$. *b*: 1 — $U_g = 0$, $T = 293$; 2 — $U_g = 20$, $T = 293$; 3 — $U_g = 20$, $T = 313$; 4 — $U_g = 20$, $T = 353$. *c*: 1 — GaAs, $d = 5$; 2 — GaAs, $d = 2$; 3 — InSb, $d = 3$; 4 — InSb, $d = 6$; 5 — InSb, $d = 9$. *d*: 1 — $U_g = 0$; 2 — $U_g = 20$; 3 — $U_g = 100$.

зазора для варианта СТМ, объясняются перераспределением падения напряжения в пользу межэлектродного зазора.

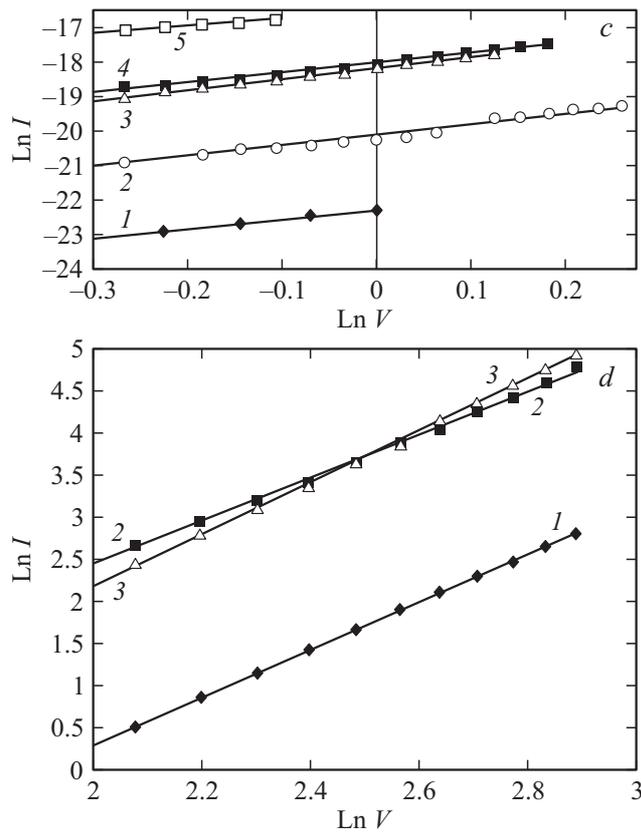


Рис. 2 (продолжение).

Транспорт инжектированных в приповерхностную зону полупроводника электронов выражается формулой для плотности тока J_S , которая получается решением уравнения непрерывности [14]: $J_S = q\mu[nE + (kT/q)dn/dx]$, где μ и n — соответственно подвижность и концентрация инжектированных электронов, E — поле в полупроводнике. Инжектированные в полупроводник электроны создают в нем неравновесный заряд, который „рассасывается“ путем дрейфа и диффузии неравновесных электронов и их рекомбинации с дырками. При этом

для данного случая полупроводников темп рекомбинации и градиенты концентрации пропорциональны величине концентрации неравновесных носителей [14]: $dn/dx = -n/L$, где L -размерная постоянная — диффузионная длина для неравновесных (инжектированных) электронов [14]. Интегрирование приведет к распределению концентрации неравновесных электронов — $n = n_0 \exp(-x/L)$, где n_0 — концентрация неравновесных электронов на границе-поверхности полупроводника. Решение уравнения Пуассона $dE/dx = qn/\epsilon$ в этом случае дает распределение напряженности поля: $E = (qLn_0/\epsilon) \exp(-x/L)$. Подставляя выражения для n , dn/dx , E в формулу для J_S , получится для координаты $x = 0$ выражение для плотности тока: $J_S = q^2 \mu n_0^2 L \epsilon^{-1} [1 + kT \epsilon (q^2 L^2 n_0)^{-1}]$. Второе слагаемое по оценке меньше единицы при $n_0 > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Проверять и подтверждая во всех случаях выполнение этого условия, вторым слагаемым пренебрегалось. Тогда ВАХ выразится формулой $J_S = q^2 \mu L \epsilon^{-1} n_0^2$, в которой зависимость от внешнего напряжения определяется величиной n_0^2 . Значения n_0 находятся из выражения для потока электронов между анодом и катодом для варианта ВТС и между зондом и образцом для варианта СТМ в предположении, что концентрация электронов в зазоре постоянна — $J_0 = qvn_0$, где v — скорость электронов между электродами — $v^2 = 2qm^{-1}V^*$, V^* — разность потенциалов между электродами. Вычисления дают выражение для ВАХ: $J_S = 0.5q^{-1}m\mu L \epsilon^{-1} V^{*-1} J_0^2$.

Ток в вакууме между термокатодом и анодом (вариант ВТС) соответствует формуле Ленгмюра [11] $J_0 \sim 0.6q^{1/2} \epsilon_0 m^{-1/2} d^{-2} V^{3/2}$, где d — расстояние между электродами. Для варианта экстремально малого расстояния между электродами — нанозазора d в варианте СТМ — можно использовать модель прыжковой проводимости и из формул Мотта и Ламперта [14,15] найти J_0 : $J_0 \sim 0.1 \epsilon_0 v d^{-2} V^2$. В итоге вычисления дают следующее выражение для тока I :

$$I = c \alpha S V^g, \quad (1)$$

где $\alpha = \mu \epsilon_0 (\epsilon/\epsilon_0)^{-1} L d^{-4} V^{*-1}$. Для варианта ВТС — $c \sim 0.2$ и $g \sim 3$; для варианта СТМ — $c \sim 7 \cdot 10^{-3} V^{*-1}$ и $g \sim 4$.

Для варианта СТМ величины межэлектродного зазора зонд-образец d много меньше L [16], что позволяет принять величину L в формуле (1) как d , а $V^* \sim V$ — почти полное падение напряжения на образце. Тогда в формуле (1) $g \sim 3$, а выражение для α

примет вид $\alpha = \mu \varepsilon_0 (\varepsilon / \varepsilon_0)^{-1} L^{-3}$. В этом случае обработка массива экспериментальных результатов для ВАХ типа рис. 2, *c* позволила получить: $g \sim 3$, $\ln(c\alpha S) \sim -(18-19)$, $\mu S L^{-3} V^{*-1} \sim (10^4-10^5)$. Используя значения $\mu \sim 10 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $L \sim 10^{-6} \text{ m}$ [16] и приняв $V^* \sim 0.1 \text{ V}$, для величины площади S токопротекания в образце получится $S_0 \sim (10^2-10^3) \text{ nm}^2$, что соответствует данным, полученным другим способом и приведенным выше.

Для варианта ВТС обработка ВАХ типа рис. 2, *d* образцов полупроводников A_3B_5 с аппроксимацией формулой (1) позволила получить данные для величин g и μL : $g \sim 3$, $\mu L \sim 10^{-4}$. В данном случае, принимая за величину L размер толщины мультимерной слоя $\sim 10^{-5} \text{ m}$, получено для величин подвижности электронов в мультимерной структуре $\mu \sim 10 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Получение таких высоких значений подвижности, принципиально свойственных полупроводникам A_3B_5 с легкими электронами [16], кроме того, может означать, что субмикронные частицы мультимерной слоистой структуры имеют высокое структурное совершенство.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что инжекция эмиссионных электронов в монокристаллическую и мультимерную полупроводниковые структуры происходит по единому механизму. Физические модели инжекции заключаются в основном в туннельном преодолении электронами поверхностного барьера и диффузионно-дрейфовом транспорте неравновесных электронов в полупроводнике. При этом основным типом ВАХ является степенная зависимость с показателями степени от 2 до 4. Анализ ВАХ позволяет оценить произведение величин подвижности и диффузионной длины неравновесных электронов в полупроводниковой структуре.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 16-07-00093-а.

Список литературы

- [1] Третьяков Ю.Д. // Нанотехнологии. Экология. Производство. 2011. № 1(8). С. 98.
- [2] Глухова О.Е., Гороховский А.В., Жуков Н.Д. и др. Основы наноиндустрии. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2009. 384 с.

- [3] *Пецорова С.М., Непомнящих А.М., Павлов Л.А.* и др. // ФТП. 2014. Т. 48. В. 4. С. 492.
- [4] *Бобков А.А., Максимов А.И., Мошников В.А.* и др. // ФТП. 2015. Т. 49. В. 10. С. 1402.
- [5] *Витухновский А.Г., Ващенко А.А., Бычковский Д.Н.* и др. // ФТП. 2013. Т. 47. В. 12. С. 1591.
- [6] *Achermann M., Petruska M.A., Kos S.* et al. // Nature. 2004. V. 429. P. 642.
- [7] *Жуков Н.Д., Глуховской Е.Г., Хазанов А.А.* // ФТП. 2016. Т. 50. В. 6. С. 772.
- [8] *Жуков Н.Д., Мосияш Д.С., Хазанов А.А.* и др. // Прикладная физика. 2015. № 3. С. 93.
- [9] *Глуховской Е.Г., Жуков Н.Д.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 14. С. 47.
- [10] *Глезер А.М., Столяров В.Л., Томчук А.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 1. С. 103.
- [11] *Егоров Н.В., Шешин Е.П.* Электронная эмиссия. М.: Интеллект, 2011.
- [12] *Гольдман Е.И., Гуляев Ю.В., Ждан А.Г.* и др. // ФТП. 2010. Т. 44. В. 8. С. 1050.
- [13] *Милнс А., Фойхт Д.* Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. М: Мир, 1975.
- [14] *Ламперт М., Марк П.* Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973.
- [15] *Мурсататов Ш.А., Лейдерман А.Ю., Айтбаев Б.У.* и др. // ФТТ. 2009. Т. 51. В. 10. С. 1917.
- [16] *Маделунг О.* Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М.: Мир, 1967.