

Особенности свойств полупроводников $A^{III}B^V$ в мультизеренной наноструктуре

© Н.Д. Жуков², В.Ф. Кабанов¹, А.И. Михайлов¹, Д.С. Мосияш²,
А.А. Хазанов², М.И. Шишкин¹

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410012 Саратов, Россия

² ООО „Волга–Свет“,
410033 Саратов, Россия

E-mail: ndzhukov@rambler.ru

(Получена 20 февраля 2017 г. Принята к печати 22 февраля 2017 г.)

Представлены систематизированные результаты исследований свойств полупроводников InAs, InSb, GaAs в мультизеренной структуре на основе измерений и анализа вольт-амперных и спектральных характеристик. Установлено, что процессы эмиссии и инжекции электронов определяются эффектами локализации состояний в объеме и в приповерхностной области субмикронных зерен. Обнаружены и исследованы явления ограничения тока и низкополевой эмиссии, характерные для квантовых точек. Результаты могут быть использованы в исследованиях и при разработках мультизеренных структур для газовых и оптических сенсоров, приемников и излучателей инфракрасного и терагерцового диапазонов.

DOI: 10.21883/FTP.2018.01.45323.8515

1. Введение

В исследованиях и разработках все более широкое применение находят субмикронные частицы полупроводников [1]. Например, тонкие пленки из наночастиц кремния (*nc*-Si), мультикристаллические структуры из зерен кремния, структурированный из разных форм наночастиц оксид цинка рассматриваются как перспективные элементы солнечных батарей [2–4]. Большое число работ посвящено коллоидным квантовым точкам на основе полупроводников $A^{II}B^{VI}$ [5]. В литературе, однако, практически отсутствуют аналогичные работы с использованием полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$, которые благодаря самому широкому сочетанию физических свойств позволили создать гигантские промышленные масштабы оптоэлектроники и уникальные приборы микроэлектроники. Наличие, например, в узкозонных полупроводниках $A^{III}B^V$ носителей заряда с экстремально малыми величинами эффективной массы приводит к проявлению квантово-размерных эффектов в наночастицах больших размеров, в отличие от квантовых точек $A^{II}B^{VI}$, что важно для практического применения [6–8].

В данной работе приводятся систематизированные результаты собственных исследований свойств антимонида индия InSb, арсенида индия InAs и арсенида галлия GaAs в мультизеренной структуре, спецификой которых являются экстремально малые значения эффективной массы m^* электронов проводимости, определяющей свойства размерного квантования. Цель исследования заключалась в обнаружении и физических обоснованиях явлений, наблюдаемых при исследованиях квантово-размерных частиц, — кулоновской блокады и низкополевой эмиссии, связанных с локализацией и квантованием заряда. Кроме того, исследовано явление инжекции электронов через приповерхностный потенциальный барьер.

2. Методика исследования

Основным методом исследования в данной работе является анализ физической модели размерного квантования электронного спектра в наноструктуре и в соответствии с ней — объяснение наблюдаемых экспериментально результатов.

Одним из принципиальных моментов зонной модели полупроводников является допущение отсутствия взаимодействия электронов между собой, которому формально должно соответствовать перекрытие волновых ψ -функций в решении уравнения Шредингера. Необходимым условием возникновения размерного квантования является определенная величина длины волны де Бройля для электрона $\Lambda = h(2m^* \mathcal{E})^{-1/2}$ и ее соотношения с характерными расстояниями между электронами a и соответственно концентрацией электронов в зоне проводимости $N \sim (1/a)^3$ (h — постоянная Планка, \mathcal{E} — энергия электрона).

При $\Lambda < a$ волновые функции соседних электронов не перекрываются, и их взаимодействием можно пренебречь, и, наоборот, при $\Lambda \geq a$ их взаимодействие необходимо учитывать. При этом имеет значение концентрация свободных электронов в зоне проводимости. Для $m^* \sim m_0 \sim 10^{-30}$ кг и $\mathcal{E} \sim 1$ эВ — $\Lambda \sim 1$ нм. Расстояние между электронами в 1 нм соответствует уровню их концентрации порядка 10^{21} см⁻³. Это концентрационное условие состояния невзаимодействующих электронов хорошо выполняется практически для всех полупроводников.

Ситуация принципиально меняется для случаев полупроводников $A^{III}B^V$, имеющих „легкие“ (с малым значением эффективной массы m^*) электроны и соответственно относительно большие значения Λ . В таблице приведены вычисленные значения $\Lambda = h(2m^* \mathcal{E})^{-1/2}$ и

Сводка основных данных

Тип полупроводника	m/m_0	\mathcal{E}_g , эВ	Λ , нм	N_{crit} ($1/\Lambda$) ³ , см ⁻³	φ^* , эВ	ΔN , см ⁻³	$f(N = 10^{19})$, ТГц (мкм)	E_{th} , В/см
<i>n</i> -InSb	0.01	0.2	28	$\sim 5 \cdot 10^{16}$	0.75	$10^{16} - 10^{19}$	~ 58 (5)	$(1-2) \cdot 10^6$
<i>n</i> -InAs	0.02	0.6	14	$\sim 5 \cdot 10^{17}$	1.12	$10^{16} - 10^{19}$	~ 41 (7)	$(3-5) \cdot 10^6$
<i>n</i> -GaAs	0.05	1.4	6	$\sim 10^{19}$	1.59	$10^{17} - 10^{19}$	~ 25 (12)	$(6-8) \cdot 10^6$
<i>n</i> -Si	0.5	1.1	2	$\sim 10^{20}$		$10^{18} - 10^{20}$	~ 9 (35)	$(1-2) \cdot 10^7$

параметра $N_{\text{crit}} \sim (1/\Lambda)^3$ для рассматриваемых полупроводников. (В таблице и далее по тексту параметры полупроводников A^{III}B^V взяты из монографии [9], \mathcal{E}_g — ширина запрещенной зоны.) В соответствии с данными таблицы выбираются исходные параметры полупроводников. В данном случае использованы InSb, InAs и GaAs электронной проводимости с уровнем концентраций несколько большим чем N_{crit} .

Необходимая для наблюдения эффектов размерная неоднородность обеспечивалась использованием мультимерной структуры, всегда присутствующей на поверхности подложек (рис. 1) и специально созданной в виде слоя из субмикронных частиц. Субмикронные частицы изготавливались из монокристаллов путем их измельчения в шаровой мельнице Pulverisette-7. Частицы имели широкий разброс по размеру: от десятков нанометров до десяти микрон. С учетом оценок предела прочности субмикронных частиц с использованием модели пластической деформации и соотношения Холла–Петча [10] предполагалось, что полученные частицы с размерами на минимальном пределе не имели нарушенной структуры по отношению к исходным монокристаллам. Методом седиментации проводился отбор

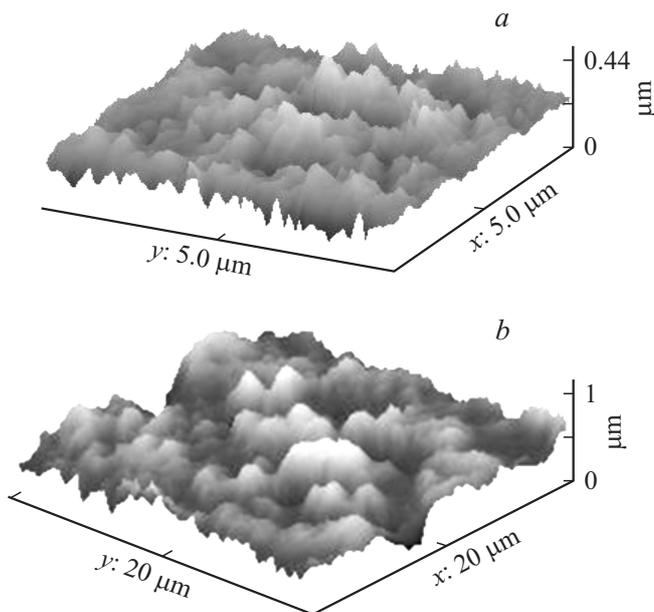


Рис. 1. Трехмерные СТМ-топограммы реальной поверхности полупроводников: *a* — GaAs, полировка; *b* — InAs, InSb, GaAs, шлифовка алмазным абразивом М1.

субмикронных частиц с размерами на минимальном пределе. Покрываются из нанопорошков формировались методом катафореза из суспензии в изопропиловом спирте. Толщина слоя покрытия составляла ~ 5 мкм. Типичное СЭМ-изображение поверхности полученных мультимерных слоев подобно изображенному на рис. 1, *b*. Средние размеры частиц: для InSb — 0.37 мкм, для InAs и GaAs — 0.22–0.23 мкм, средние отклонения — в пределах 0.1–0.2 мкм, значения удельной поверхности — 15–25 мкм⁻¹.

Основными были измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) на структурах в трех вариантах: в эмиссионно-туннельном локальном контакте с нанозерном микронд–микронно поверхности полупроводника (вариант СТМ), в мультимерной слоистой структуре (МСС) и вакуумной триодной структуре термокатод–сетка–анод с мультимерным анодным слоем (вариант ВТС). Методики подготовки образцов и измерений характеристик описаны в наших работах [11,12].

3. Анализ основных характеристик и результаты их измерений

В работе проведены исследования характеристик полевой эмиссии и инжекции на зернах поверхности полупроводников по СТМ-методике (вариант СТМ) и ВАХ мультимерных слоев (варианты МСС и ВТС). На рис. 2 и 3 отображены типичные зависимости для этих вариантов. Исследованы также характеристики плазменно-резонансного отражения на монокристаллах и в мультимерных слоях.

3.1. Низкополевая эмиссия

Выражение для тока автоэмиссии с приповерхностных уровней на вакуумный имеет вид [6,13]

$$I = qN_S \tau^{-1} \exp[-4\pi\varphi^{3/2} (2m^*)^{1/2} (3hE)^{-1}] = A \exp(-B/V), \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля в области эмиссии, φ — величина барьера, N_S — общее число уровней эмиссии (локализованных состояний), τ — время жизни электронов для каждого из уровней эмиссии, q — заряд электрона.

Детальное исследование автоэмиссии электронов — эффективный инструмент для определения физических

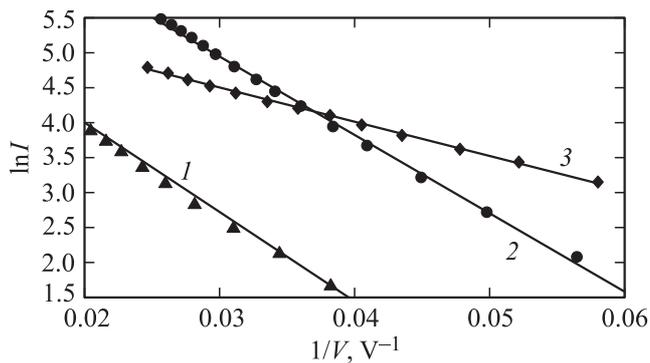


Рис. 2. Типичные ВАХ эмиссии для образцов с мультимерной слоистой структурой (МСС): 1 — InSb, 2 — InAs, 3 — GaAs.

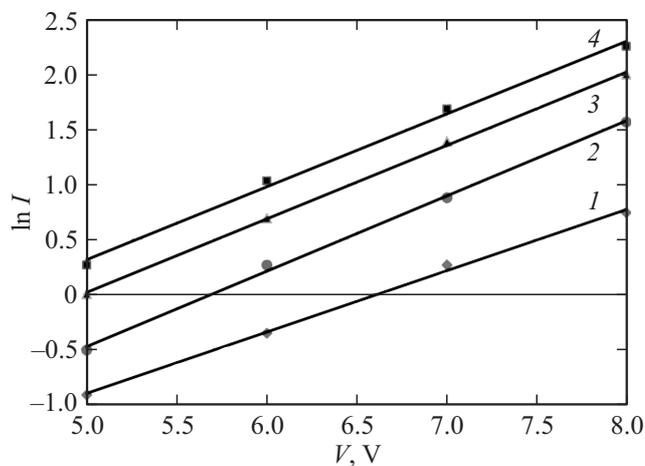


Рис. 3. Типичные ВАХ инжекции для образцов с мультимерной слоистой структурой (U_g — напряжение сетка–катод): 1 — $U_g = 0$ В, $T = 293$ К; 2 — $U_g = 20$ В, $T = 293$ К; 3 — $U_g = 20$ В, $T = 313$ К; 4 — $U_g = 20$ В, $T = 353$ К.

механизмов и параметров локализации электронов в объеме и на поверхности полупроводника с конкретной формой эмитирующих элементов. Особый интерес при этом представляют исследования СТМ-методом, который позволяет провести детальный анализ. В наших работах [6,14] этим методом найдены параметры локализованных состояний электронов с использованием аппроксимации ВАХ формулой (1), в частности энергии активации φ^* уровней (см. таблицу), локализованных в объеме электронных состояний. Определены параметры уровней электронных состояний, локализованных в приповерхностной области микрорезерв [6].

Исследования ВАХ в варианте МСС (рис. 2) показали, что механизм межзеренной эмиссии электронов также описывается формулой (1).

Во всех случаях наблюдаемая эмиссия электронов является низкополевой. Полученные значения порога поля эмиссии E_{th} — на уровне $(1-5) \cdot 10^6$ В/см (см. таблицу), что примерно на порядок меньше, чем для металлов и углерода.

3.2. Инжекция в полупроводник с „легкими“ электронами

ВАХ инжекции электронов описывается формулой [11]

$$I_s = q_s \mu n_0 [E_0 - (kT/q)/L] \quad (2)$$

и таким образом определяется зависимостью от напряжения, граничных значений концентрации n_0 и напряженности поля E_0 , подвижности μ и длины диффузии L неравновесных электронов, на которые влияют свойства электронных состояний в полупроводнике. СТМ-исследование инжекции из микрорезерв в полупроводник с „легкими“ электронами при аппроксимации формулой (2) позволяет определить параметры транспорта электронов в полупроводнике и его физический механизм. Наши исследования показали [11], что в узкозонных полупроводниках с „легкими“ электронами наблюдается сублинейная зависимость ВАХ по формуле (2), что может означать наличие ограничения тока зарядом (ТОПЗ), подобно тому, как это происходит в широкозонных полупроводниках [15]. Объяснение этого явления возможно, если предположить, что в объеме полупроводника есть локализация электронов, влияющая на параметры μ и L в формуле (2) и соответственно на процесс транспорта неравновесных электронов.

Исследования в варианте ВТС показали, что инжекция электронов в мультимерной структуре происходит путем туннелирования через потенциальный барьер, образованный локализованным в приповерхностной области зарядом. ВАХ для этого случая отображены на рис. 3.

3.3. Плазменный резонанс

На рис. 4 приведены измеренные спектральные характеристики плазменно-резонансного поглощения в средней и дальней областях ИК-спектра поверхности пластин n -InSb, n -InAs и n -GaAs с уровнем концентрации электронов проводимости $5 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и изготовленных из них мультимерных слоев.

Неперекрывание ψ -функций в зависимости от уровня концентрации электронов в зоне проводимости означает, что для концентраций носителей, меньших чем $N_{crit} \sim (1/\Lambda)^3$, плазменного резонанса наблюдаться не будет.

Частота плазменного резонанса определяется по формуле [16]: $\omega = 2\pi f = Nq^2(m^*\epsilon)^{-1}$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость материала. В таблице приведены вычисленные по этой формуле значения резонансной частоты f , пересчитанные в значения длины волны в микронах, и применимый диапазон значений концентрации ΔN . Из этих данных следует:

- в полупроводниках InSb и InAs можно получить существенную чувствительность к плазменно-резонансному излучению с длиной волны вплоть до 1 мкм ($N \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$), притом что красная граница поглощения для этих материалов 3–6 мкм;

- верхний предел по длине волны плазменно-резонансного поглощения для антимонида и арсенида индия может быть до 100 мкм ($N \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

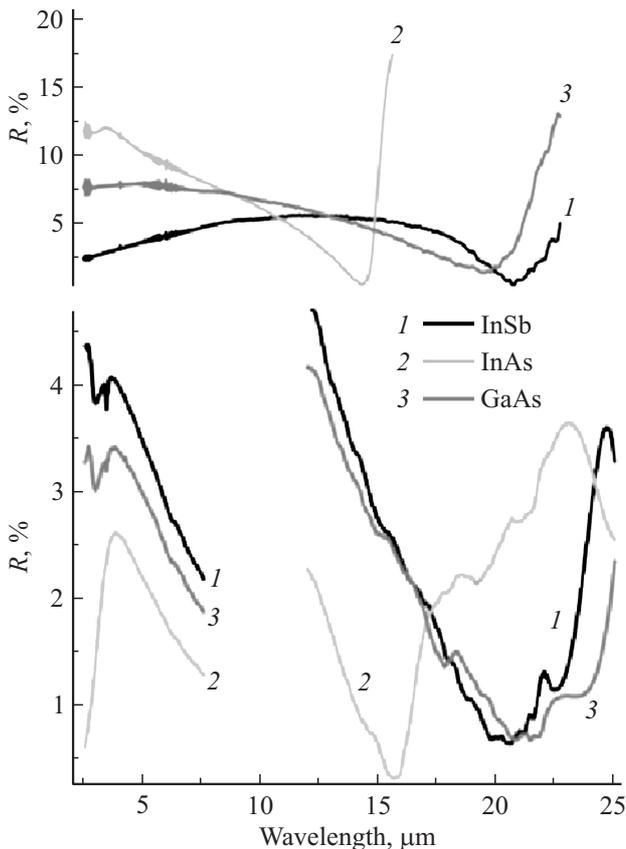


Рис. 4. Спектральные характеристики отражения в средней и дальней ИК-областях от поверхности пластин полупроводников $A^{III}B^V$ (верхняя часть рисунка) и от мультислоистой структуры (нижняя часть рисунка).

Таким образом, для этих материалов возможно наличие плазменного резонанса в самом широком диапазоне – от ближней ИК-области до терагерцевой области. Это важно для инфракрасной и терагерцевой техники.

4. Обсуждение результатов

4.1. Локализация „легких“ электронов

Величина распределенного заряда электронов в кристалле считается как интеграл по его плотности ($q\psi^2 dv$), а размер области его распределения примерно равен длине волны де Бройля для электрона Λ . В случае учета взаимодействия электронов, расположенных друг от друга на расстояниях $a \leq \Lambda$, их ансамбль представляется как самостоятельная система, в связи с чем можно говорить об их локализации. Квантово-механическое рассмотрение такой системы может быть подобным описанию поляронов, возникающих за счет поляризации ионной решетки электроном проводимости. Для электрона это состояние является потенциальной ямой (локализацией). Оно возникает как самосогласованное состояние: локализованный электрон вызывает поляризацию, а она поддерживает его локализацию. При этом

„работает“ быстрая составляющая колебаний решетки (оптические фононы), а медленная (тепловые фононы) разрушает поляроны.

Когда размеры ψ -облака велики по сравнению с межатомным расстоянием решетки, кристалл можно считать как непрерывную среду. Самосогласованное состояние электрона в этом случае находится из решений уравнения Шредингера, в гамильтониане которого есть функция $U(\mathbf{r})$ — энергия электрона в поле поляризованного им самим кристалла. Для поляронов большого радиуса в уравнении можно опустить $V(\mathbf{r})$, заменив массу электрона на эффективную. Уравнение решается при некоторых допущениях [17], среди которых для нашего случая важно, что решение для энергии может быть представлено как сумма: $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\text{kin}} + \mathcal{E}_{\text{pot}}$. Для случая поляронной сильной связи по оценке сверху $\mathcal{E}_{\text{kin}} \sim (\pi\hbar)^2(2m^*\Lambda^2)^{-1}$ [17]. В нашем случае локализацию электрона создают воздействующие симметрично расположенные соседние электроны. В этом случае \mathcal{E}_{kin} должна быть существенно меньше \mathcal{E}_{pot} . Кроме того, прямой расчет показывает, что даже для поляронной сильной связи \mathcal{E}_{kin} не более 0.1 эВ. Значение энергии взаимодействия 12 самых близко расположенных электронов в кубической решетке $\mathcal{E}_{\text{pot}}^* \sim 12q(\epsilon\Lambda)^{-1}$ равно или более 1 эВ.

Таким образом, кулоновски взаимодействующие легкие электроны, каждый из которых представляет собой быстро меняющееся „облако“ заряда, распределенного в объеме пространства размером $\sim \Lambda$, который, в свою очередь, много больше межатомного расстояния, локализуют сами себя. Локализованный таким образом каждый электрон имеет квантованную добавку к своей квантованной кристаллом энергии, примерно равную общей потенциальной энергии воздействующих ближайших в структуре решетки электронов. Тепловые колебания решетки разрушают это состояние электронов. При этом действует обычная статистика Ферми — электрон, возбуждаясь тепловыми колебаниями решетки, переходит из валентной зоны в зону проводимости на время, большее статистически равновесного времени жизни. Локализация легких электронов проявится при влияющих на состояния электронов воздействиях, в частности при полевой эмиссии и инжекции.

4.2. Приповерхностная локализация. Кулоновская блокада

Реальная поверхность исследуемых в работе полупроводников представляет собой регулярное скопление субмикронных зерен-бугорков (рис. 1) с радиусом кривизны формы порядка или более Λ . На изогнутой поверхности электронная „волна“ может локализоваться. Из условия интерференции волн и простого геометрического рассмотрения можно получить соотношение в определяющей зависимости радиуса кривизны R и длины волны Λ : $R \leq 1/8(k^2\Lambda)$, где k — целые числа. При этом процесс эмиссии является двухэтапным: из зоны проводимости на локализованные уровни, а с них

на вакуумный уровень. В этом случае на ВАХ отображается лимитирующий процесс. Эмиссия с уровней — безынерционна, а процесс заполнения уровней имеет на порядки меньшую скорость, определяемую временем жизни в локализованных состояниях. Это означает, что ВАХ должны отражать процесс заполнения локализованных состояний и его параметры — время жизни электронов в локализованных состояниях и энергию их уровней, отсчитанную от уровня Ферми. Величина барьера при этом точно определяется по наклону прямой в координатах формулы (1) [6,14].

Локализованные в приповерхностном слое электроны создают энергетический барьер для туннелирующих сквозь него электронов проводимости. Так же, как и в квантовых точках, определяющими процессами транспорта электронов будут их туннелирование и ограничение локализованным зарядом — кулоновская блокада.

Ограничение тока (кулоновская блокада) наблюдалось в микроструктуре узкозонных полупроводников InSb и InAs с уровнем концентрации электронов проводимости порядка $N \sim N_{crit} \sim (1/\Lambda)^3$ и детально исследовано в нашей работе [8]. При этом использована модель перезарядки наноконденсатора, образованного приповерхностным слоем локализованных электронов. Заряд при перезарядке изменяется во времени порциями — осциллирует. Причина осцилляций в том, что зарядка и разрядка наноконденсатора происходят с разной скоростью: зарядка благодаря безынерционному процессу протекания электронов в зоне проводимости, разрядка — эмиссии электронов в зазор из связанных поверхностных состояний микроструктуры с относительно большим временем: $10^{-5} - 10^{-6}$ с.

Исходя из модели наноконденсатора, можно рассчитать параметры его перезарядки и сравнить их с данными эксперимента. В частности, из значений напряжения и времени перезарядки, в рамках приближения одноэлектронной перезарядки „островок с электронами“ (многоэлектронной квантовой точки) можно оценить значения его емкости и в итоге — соответствующие размеры, которые могут быть сопоставлены с результатами исследований СТМ.

При найденных значениях времени перезарядки $\sim 10^{-6}$ с [8] и для средних величин тока ~ 0.03 нА (рис. 5, кривая 1) соответствующие „порции“ заряда $Q \sim 3 \cdot 10^{-17}$ Кл (электронов — порядка 200). Приняв величину напряжения полной перезарядки $V_{rech} \sim 3.5$ В (рис. 5), можно получить примерное значение емкости наноконденсатора $C = Q/V_{rech} \sim 10^{-17}$ Ф. Емкость наноконденсатора приповерхностного слоя локализации электронов $C \sim \pi \epsilon r_s^2 \Lambda^{-1}$. Приняв $\epsilon \sim 8 \cdot 10^{-11}$ Ф/м [9], $\Lambda \sim 25$ нм (см. таблицу), получится $r_s \sim 30$ нм, что в экспериментах СТМ коррелирует с размером зазора между зондом и образцом $\sim (10 - 15)$ нм.

Поскольку для подавляющего большинства полупроводников $\Lambda \sim 1$ нм, а в квантовой точке (КТ) не более 100 атомов, количество „размерно-квантованных“ электронов в КТ может исчисляться десятками или даже

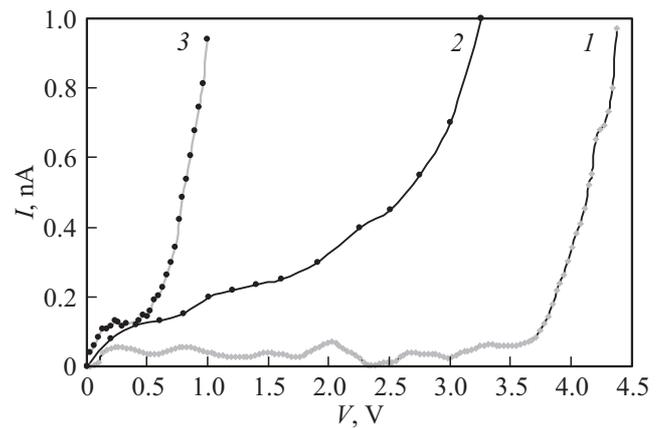


Рис. 5. Типичные ВАХ эмиссии для i -InSb: 1 — темная, на микроструктуре; 2 — темная, на сколе; 3 — световая, на микроструктуре.

единицами. В этих случаях можно говорить о КТ как о большом атоме [18]. При относительно большом числе таких электронов в КТ должны сочетаться процессы размерного квантования и электрон-электронного взаимодействия, относительный вклад которых определяется размерами, формой КТ и свойствами ее границ [19]. Увеличение числа электронов в КТ до сотен и более позволяет наблюдать такие интересные физические явления, как кулоновская блокада и кулоновские осцилляции, возникающие вследствие усиления электрон-электронного взаимодействия [18,19].

4.3. Значение для практического применения

Актуальными направлениями физики и техники полупроводников в настоящее время являются получение и применения структур с квантовой размерностью. В последние годы активизированы исследования квантовых точек (КТ) в связи с задачами по созданию приборов микро- и оптоэлектроники с наноструктурами. КТ представляют собой объемно-геометрические объекты, сопоставимые по размерам с длиной волны де Бройля для электрона Λ в материале. Увеличение размеров квантовых частиц особенно важно для практики. Оно позволяет преодолевать технологические проблемы, но главное — получать элементы приборов с проявлениями в их структуре полупроводниковых свойств. Электронные свойства полупроводниковых структур в приборах имеют размерный характер (длины экранирования, диффузии, примесной связи и др., размеры доменов, квази-частиц и др.) и должны быть соотнесены с размерами структуры, где они проявляются. Для исследуемых в работе полупроводников Λ может исчисляться десятками нанометров. Частица с такими размерами имеет $10^5 - 10^6$ атомов и соответственно много „свободных“ электронов. В ней электронные процессы должны проявляться как в обычных полупроводниковых структурах. Вместе с тем будет действовать и размерное квантование, которое будет зависеть не только от формы и

размеров зерен поверхности или наночастицы, но и от свойств ее полупроводникового материала.

Условием проявления кулоновской блокады являются сравнительно малые значения концентрации электронов в зоне эмиссии [8]. Благодаря блокаде темновые токи имеют экстремально малые величины (рис. 5, кривая 1). При освещении, увеличивающем концентрацию электронов, эффект блокады срывается, и наблюдается гигантский рост тока (рис. 5, кривая 3), что должно значительно повысить чувствительность фотокатодов.

Токи перезарядки наноконденсатора при кулоновской блокаде осциллируют с частотами, зависящими от величин его емкости и заряда, состояния электронной плазмы, например плазменно-резонансного. Это позволяет с большой долей вероятности предположить, что в наномультимерной структуре возможна генерация электромагнитных излучений дальнего инфракрасного диапазона.

5. Заключение

Важным направлением для полупроводниковых применений в настоящее время является создание мультимерных и мультикристаллических наноструктур. Развиваемые направления их применений — фотовольтаические преобразователи, газовые и оптические сенсоры, приемники и источники ИК и терагерцового спектральных диапазонов. В таких структурах проводимость определяется процессами транспорта электронов на границах зерен. В нашей работе изготовлены и исследованы структуры из субмикронных частиц полупроводников $A^{III}B^V$ и установлено, что характеристики их проводимости хорошо коррелируют с зависимостью, определяемой формулой (1). При действии этого механизма на ВАХ существенное влияние могут оказать внешние воздействия электромагнитным излучением и состояние среды в межзеренном пространстве.

Монокристаллы полупроводников $A^{III}B^V$ предоставлены АО „Гиредмет“. Субмикронные порошки изготовлены в лаборатории кафедры материаловедения факультета нано- и биомедицинских технологий Саратовского государственного университета.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов 16-07-00093-а и 16-07-00185-а.

Список литературы

- [1] Ю.Д. Третьяков. Нанотехнологии. Экология. Производство, **1** (8), 98 (2011).
- [2] С.Г. Дорофеев, Н.Н. Кононов, В.М. Звероловлев, К.В. Зиновьев, В.Н. Суханов, Н.М. Суханов, Б.Г. Грибов. ФТП, **48**, 375 (2014).
- [3] С.М. Пещерова, А.М. Непомнящих, Л.А. Павлов, И.А. Елисеев, Р.В. Пресняков. ФТП, **48**, 492 (2014).
- [4] А.А. Бобков, А.И. Максимов, В.А. Мошников, П.А. Сомов, Е.И. Теруков. ФТП, **49**, 1402 (2015).
- [5] Р.Б. Васильев, Д.Н. Дирин. *Квантовые точки: синтез, свойства, применение* (М., МГУ, 2007).
- [6] Н.Д. Жуков, Е.Г. Глуховской, Д.С. Мосияш. ФТП, **50**, 911 (2016).
- [7] А.И. Михайлов, В.Ф. Кабанов, Н.Д. Жуков. Письма ЖТФ, **41** (21), 88 (2015).
- [8] Е.Г. Глуховской, Н.Д. Жуков. Письма ЖТФ, **41** (14), 47 (2015).
- [9] О. Маделунг. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп* (М., Мир 1967).
- [10] А.М. Глезер, В.Л. Столяров, А.А. Томчук, Н.А. Шурыгина. Письма ЖТФ, **42** (1), 103 (2016).
- [11] Н.Д. Жуков, Е.Г. Глуховской, А.А. Хазанов. ФТП, **50**, 772 (2016).
- [12] Н.Д. Жуков, Д.С. Мосияш, А.А. Хазанов, Н.П. Абанышин. Прикл. физика, **3**, 93 (2015).
- [13] Н.В. Егоров, Е.П. Шешин. *Электронная эмиссия* (М., Интеллект, 2011).
- [14] Н.Д. Жуков, Е.Г. Глуховской, Д.С. Мосияш. Письма ЖТФ, **41** (22), 7 (2015).
- [15] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир 1973).
- [16] А.Г. Роках, Д.И. Биленко, М.И. Шишкин, А.А. Скапцов, С.Б. Вениг, М.Д. Матасов. ФТП, **48**, 1602 (2014).
- [17] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1962).
- [18] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Малярченко, В. Гельхофф, Ю.И. Романов, С.А. Рыков. ФТП, **39**, 716 (2005).
- [19] В.А. Кубальчинский. СОЖ, **7** (4), 98 (2001).

Редактор А.Н. Смирнов

Features of properties of $A^{III}B^V$ semiconductor at multigrain nanostructure

N.D. Zhukov², V.F. Kabanov¹, A.I. Mihaylov¹, D.S. Mosiyash², A.A. Hazanov², M.I. Shishkin¹

¹ Saratov State University, 410012 Saratov, Russia

² Limited Liability Company „Volga-Svet“, 410033 Saratov, Russia

Abstract We give the results of systematic studies of the properties of semiconductors InAs, InSb, GaAs based on measurement and analysis of current-voltage and spectral characteristics. It was found that the processes of emission and injection of electrons determines the state of localization effects in volume and in the surface region of submicron grains. We was discovered and studied the phenomenon of the current limit and the low-emission characteristic of the quantum dots. The results can be used in research and development structures for gas and optical sensors, infrared emitters and receivers and terahertz range.