

Локальная эмиссионная спектроскопия микрозерен поверхности полупроводников $A^{III}B^V$

© Н.Д. Жуков, Е.Г. Глуховской, Д.С. Мосияш

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410000 Саратов, Россия

E-mail: ndzhukov@rambler.ru

(Получена 2 июня 2015 г. Принята к печати 5 октября 2015 г.)

В туннельном микроскопе в режиме полевой эмиссии на выбираемых локально микрозернах поверхности антимионид индия, арсенида галлия исследованы спектры плотности и параметры уровней электронных состояний. Методом соответствия вольт-амперных характеристик и формулы для вероятности эмиссии через уровни найдены значения энергии их активации (ψ) и времени жизни (τ) электронов на них. Идентифицированы два типа уровней электронной локализации — в объеме ($\psi \approx 0.75$ эВ — n -InSb, ~ 1.15 эВ — n -InAs, ~ 1.59 эВ — n -GaAs; $\tau \sim 10^{-8}$ – 10^{-7} с) и в приповерхностной зоне микрозерна i -InSb ($\psi \approx 0.73, 1.33, 1.85, 2.15, 5.1$ эВ; $\tau \approx 5 \cdot 10^{-8}$ – $3 \cdot 10^{-7}$ с). Предложена физическая модель — локализация легких электронов за счет кулоновского взаимодействия и их размерное квантование, определяемые эффективной массой, энергией и концентрацией электронов, кривизной поверхности микрозерна.

1. Введение

Получение и исследование структур с квантовой размерностью являются самыми актуальными и перспективными направлениями физики и техники полупроводников. Наиболее важные результаты получены для структур с квантовыми ямами [1]. В последние годы резко активизированы исследования квантовых точек (КТ) в связи с задачами по созданию приборов микро- и оптоэлектроники с наноструктурами [2–4]. КТ представляют собой объемно-геометрические объекты, с которыми по размерам сопоставима длина волны де Бройля для электрона (λ) в материале. Поскольку для подавляющего большинства полупроводников $\lambda \sim 1$ нм [5], а в КТ не более 10^2 – 10^3 атомов, количество размерно-квантованных (условно их можно назвать „свободными“) электронов в КТ может исчисляться десятками или даже единицами. В этих случаях можно говорить о КТ как о большом атоме [3]. При относительно большом числе „свободных“ электронов в КТ должны сочетаться процессы размерного квантования и электрон-электронного взаимодействия, относительный вклад которых определяется размерами, формой КТ и свойствами ее границ [6]. Увеличение числа „свободных“ 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 [3,6].

Увеличение размеров КТ 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, квазичастиц и др.) и должны быть соотнесены с размерами структуры, где они проявляются.

В группах полупроводников есть материалы с уникальными свойствами в части значений эффективной массы — полупроводники $A^{III}B^V$, такие как антимионид индия InSb, арсенид индия InAs и арсенид галлия GaAs. Для них λ может исчисляться десятками нанометров [5,7]. 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 частицы, но и от свойств самого полупроводникового материала.

Авторами данной статьи проводятся исследования на микрозернах поверхности полупроводников $A^{III}B^V$ и установлены некоторые свойства, аналогичные полученным для КТ [8,9]. В частности, в туннельном микроскопе в режиме автоэмиссии исследованы вольт-амперные характеристики и спектры плотности состояний зерен нано- и микро размеров [9–11]. Интерпретация полученных зависимостей позволила считать, что наблюдаются эффекты ограничения тока, подобного кулоновской блокаде в квантовых точках. Результаты интерпретированы в модели многоэлектронной перезарядки наноконденсатора, образованного в приповерхностном слое микрозерна, в котором заряд локализован из-за кулоновского взаимодействия „легких“ электронов в объеме и на неровной поверхности микрозерна.

В данной работе продолжены исследования в части детализации свойств локальной полевой эмиссии с учетом влияния размерного квантования и кулоновского взаимодействия электронов в приповерхностном наноразмерном слое микрозерна.

Таблица 1. Параметры полупроводников

Полупроводник	E_g , эВ	m/m_0	N_C , см ⁻³	N_V , см ⁻³	l_q , нм	l_c , нм
InSb	0.17	0.01	$8 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$	19	23
InAs	0.36	0.02	$3 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{14}$	9	15
GaAs	1.41	0.05	10^{20}	$2 \cdot 10^8$	2.3	2.2

2. Методика исследования

Автоэмиссия из полупроводника может быть использована для исследований некоторых электронных свойств его поверхности [12,13]. При этом поверхностью полупроводника обычно считается слой в 2–3 межатомных расстояний (1–2 нм). Этот размер для большинства полупроводников соответствует длине волны де Бройля для электрона λ , которая, собственно, и определяет „местоположение“ электрона. В некоторых из полупроводников $A^{III}B^V$ λ может достигать значений десятков нанометров. Для них поверхностью будет слой толщиной соответственно до 100 нм. В этом случае необходимо говорить о проявлении свойств электронов не на поверхности, а в приповерхностном слое.

Эмиссия электронов приводит к нарушению нейтральности (образованию некомпенсированного заряда) в приповерхностном слое полупроводника. Этот процесс будет определять диффузия, дрейф и кулоновское взаимодействие носителей в приповерхностном объеме, степень дебаевского экранирования, концентрация (плотность) электронных состояний в зоне проводимости. На состояние заряда в эмиссионном слое, таким образом, будут влиять несколько размерных параметров: $\lambda = h(2m\epsilon)^{-1/2}$ — длина волны де Бройля для электрона; $L_D = [\epsilon kT(2q^2N)^{-1}]^{1/2}$ — длина экранирования (длина Дебая); $l_q = 2q(\epsilon\epsilon)^{-1}$ — максимальное расстояние между электронами для проявления кулоновского взаимодействия, $l_c = (1/N_C)^{1/3}$ — длина „связи“ электронных состояний в зоне проводимости, $l_n = (1/N)^{1/3}$ — среднее расстояние между электронами (длина „связи“ электронов). Здесь обозначены: q — величина заряда электрона, m — эффективная масса легких электронов, ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, N — концентрация легких электронов в зоне проводи-

мости, N_C — концентрация электронных состояний в зоне проводимости, kT — „квант“ тепловой энергии, h — постоянная Планка, ϵ — кинетическая энергия электрона, для собственного полупроводника примерно равная половине ширины запрещенной зоны E_g .

Очевидно, что для максимального проявления ожидаемых размерных эффектов оптимальными будут варианты, в которых все указанные размерные параметры примерно одинаковы и максимальны по своей величине. Как показывают оценки (табл. 1 и 2), эти условия хорошо выполняются для случая полупроводников антимонид и арсенид индия с минимальным уровнем концентрации электронов. В работе исследованы образцы этих полупроводников в виде пластин с „зернистой“ поверхностью. Исходные полупроводники имели параметры, указанные в табл. 1 и 2, где введены дополнительные обозначения: N_I — собственная концентрация электронов, m_0 — масса „покоя“ электрона. Для сравнительного анализа проводились измерения на образцах арсенида галлия электронной проводимости, n -GaAs. Данные по E_g , m/m_0 , N_I , N_C взяты из книги Маделунга [14].

Исследования рельефа поверхности образцов проводились в режимах сканирующей атомно-силовой и туннельной микроскопии с целью контроля чистоты и механических повреждений, а также для выбора на поверхности образцов подходящих участков в виде выступов (зерен) микрометровых и субмикрометровых размеров. Для исследований выбирались выступы — зерна, имеющие примерно форму полушара с радиусом $R_S \approx 0.5$ мкм. Механические дефекты и посторонние включения на поверхности идентифицировались по контрастно-цветовым различиям, и имеющие их микрозерна из исследований исключались.

Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводились в пределах величин тока от 10^{-11} до 10^{-7} А, напряжения — до 5 В („минус“ на образце полупроводника). Для получения характеристик автоэмиссии электронов проводились измерения в автоматическом режиме 10–15 ВАХ на точку в нескольких точках на поверхности образцов. По воспроизводимости результатов измерений отбирались точки устойчивого контакта, после чего проводилось усреднение воспроизводимых ВАХ. Величина зазора между зондом и микрозерном измерялась по токо-высотной характеристике и во всех измерениях была ~ 10 нм.

Таблица 2. Параметры образцов и результаты обработки рис. 2

Образец	N , см ⁻³	l_n , нм	L_D , нм	R^2	$qN_S\tau^{-1}$, А	τ , с	C , 1/В	ψ , эВ	ψ_{calc} , эВ
i -InSb (освещение)	$5 \cdot 10^{16}$	27	120	0.997	10^{-7}	$\sim 10^{-8}$	1.11	1.07	
n -InSb	$8 \cdot 10^{16}$	19	90	0.986	10^{-7}	$\sim 10^{-8}$	1.67	1.14	
n^+ -InSb	10^{18}	10	27	0.997	10^{-8}	$\sim 10^{-7}$	2.08	0.75	0.75
n -InAs	$8 \cdot 10^{16}$	19	90	0.972	10^{-8}	$\sim 10^{-7}$	1.86	0.72	0.75
n -GaAs	$5 \cdot 10^{18}$	5	10	0.995	$3 \cdot 10^{-7}$	$\sim 10^{-7}$	5.43	1.12	1.17
							14.82	1.59	1.65

Результаты измерений обрабатывались по общепринятым методикам: сканирующей зондовой микроскопии полупроводниковых материалов и наноструктур [12,13], с использованием программы Gwyddion, таблиц и построений графиков в формате Excel. При построениях использовались аппроксимации кривыми тренда, достоверность которых определялась величинами параметра корреляции R^2 , максимально близкими к единице.

Методом исследования было сопоставление экспериментальных данных с теоретическими и создание на основе этого физической модели процесса. При анализе использованы варианты описания процессов эмиссии электронов из полупроводника с участием и без участия уровней локализованных электронных состояний.

Эмиссия электронов с приповерхностных уровней на вакуумный происходит с вероятностью [15] $\exp[-4\pi\psi^{3/2}(2m)^{1/2}/3hE]$, где E — значения напряженности электрического поля в области эмиссии, ψ — величины барьера для электронов при эмиссии. При больших величинах E вероятность опустошения уровней будет близка к единице, а ток эмиссии (ток насыщения) будет равен $qN_S\tau$, где N_S — общее число уровней эмиссии (локализованных состояний), τ — некоторое усредненное значение времени жизни на уровнях эмиссии. Тогда выражение для тока примет вид

$$\begin{aligned} I &= qN_S\tau^{-1} \exp[-4\pi\psi^{3/2}(2m)^{1/2}(3hE)^{-1}] \\ &= qN_S\tau^{-1} \exp[-B\psi^{3/2}(m/m_0)^{1/2}E^{-1}] \\ &= A \exp(-C/V). \end{aligned} \tag{1}$$

Формула (1) получена при упрощающем условии одномерной модели. В этом случае величину поля E можно принять равной V/d , где V — напряжение на зазоре, d — значения величин зазора между микрозерном и зондом. Условие применимости этой модели во всех случаях оценивалось и выполнялось: значения диаметра кривизны микрозерна и зонда, имевших форму полусфера, должны быть много больше величины зазора между ними.

3. Спектроскопия плотности электронных состояний

В приближении квазинепрерывного спектра электронов в зоне проводимости для случая прямоугольного барьера и с учетом того, что плотность состояний вблизи уровня Ферми в узкозонном легированном электронном полупроводнике практически постоянна, выражение для дифференциала величин туннельного (эмиссионного) тока может быть представлено в виде, аналогичном случаю для металлов [12,16]: $dI \propto \rho_s(\epsilon)d\epsilon$, где ρ_s — плотность состояний в материале исследуемого образца.

В этом случае зависимость производной тока от напряжения dI/dV , таким образом, определяется плотностью состояний ρ_s в энергетическом спектре образца.

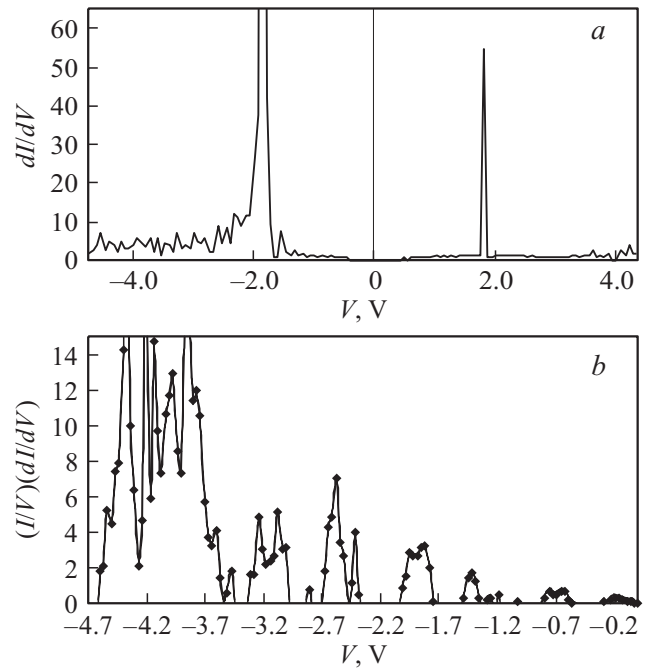


Рис. 1. Характеристики спектров плотности электронных состояний для образцов n -GaAs (а) и i -InSb (б).

На практике исследуется функция $(dI/dV)/(I/V)$, которую в литературе иногда называют дифференциальной туннельной проводимостью.

При измерениях для образцов n -GaAs наблюдалась картина, получаемая обычно в подобных исследованиях [17], — два острых пика, слева и справа от нуля (рис. 1, а). Пик справа от нуля соответствует дну зоны проводимости, а слева — потолку валентной зоны. Нуль соответствует положению уровня Ферми. Расстояние между пиками равно ширине запрещенной зоны с добавками на падение напряжения в образце, которое в данном случае существенно из-за возникающего электронного обеднения приповерхностной зоны образца.

Для n -InSb и n -InAs наблюдается один (основной) пик [8], удаленный от нуля (уровня Ферми) на энергию, в несколько раз больше ширины запрещенной зоны, что может быть объяснено как падением напряжения вне зоны эмиссии, так и спецификой свойств этой зоны. Пик, соответствующий дну зоны проводимости, не идентифицируется — он совпадает с положением нуля благодаря тому, что в узкозонном легированном полупроводнике электронного типа проводимости уровень Ферми практически совпадает с дном зоны проводимости. Наблюдаемые сигналы слева от пика [8], идентифицируемые как электронные состояния вне запрещенной зоны, судя по их величине, не являются случайными и, скорее всего, определяются процессами эмиссии через состояния в приповерхностной зоне.

Для i -InSb (рис. 1, б) картина резко иная: не наблюдается основного пика и четко выражены пики, идентифицируемые как электронные состояния вне за-

прещенной зоны. Это может указывать на то, что эмиссия происходит через электронные состояния, локализованные пространственно в приповерхностной зоне, а энергетически — от дна зоны проводимости до вакуумного уровня. При воздействии на образец светом эффект практически пропадает, появляется основной и побочный пики, примерно так же, как в случаях для *n*-InSb и *n*-InAs [8]. Этот факт может указывать на сильную зависимость явлений от уровня концентрации электронов вблизи значений собственной концентрации.

4. Спектроскопия уровней электронных состояний

Для анализа строились ВАХ в разных координатах и выбирались варианты, для которых корреляция была наилучшей ($R^2 > 0.99$). Установлено, что для всех исследованных образцов хорошо выполнялось соответствие формуле (1) — см. рис. 2, табл. 2.

Подставив в формулу (1) значения m , q и h и выражение $E = V/d$, получим: для InSb — $\exp(-3.3\psi^{3/2}/V)$, для InAs — $\exp(-4.6\psi^{3/2}/V)$, для GaAs — $\exp(-7.4\psi^{3/2}/V)$. По этим данным и ВАХ (рис. 2) проведены оценки параметров формулы (1) — ψ и qN_S/τ (табл. 2). По величинам наклона аппроксимирующих прямых найдены значения ψ (эВ): *n*-InSb — 0.75, n^+ -InSb — 0.72, *n*-InAs — 1.12, *n*-GaAs — 1.59. По экстраполяции ВАХ к оси $1/V = 0$ найдены значения qN_S/τ , а по ним и данным для N_C , в предположении, что объем приповерхностной зоны эмиссии $\sim (2/3)\pi\lambda R_S^2$, вычислены (табл. 2) значения N_S и примерные значения $\tau \sim (10^{-8} - 10^{-7})$ с, что по порядку величин соответствует реальным значениям для данных полупроводников [14].

Для образца *i*-InSb свойственным ВАХ было поведение, отображенное на рис. 3 (кривая 1). Поскольку величины тока экстремально малы и находятся на предельном уровне для прибора (10^{-11} А), специально исследовался вопрос о достоверности измерений. В каждой точке образца ВАХ измерялись многократно, после чего проводилось их усреднение, что страховало от случайных ошибок. Проводились аналогичные исследования на разных образцах и в разных режимах (освещение). На рис. 3 приведены ВАХ, измеренные в темноте и при воздействии различным излучением. Для величин напряжения > 1 В характер кривых принципиально меняется. На рис. 2 приведены зависимости ВАХ

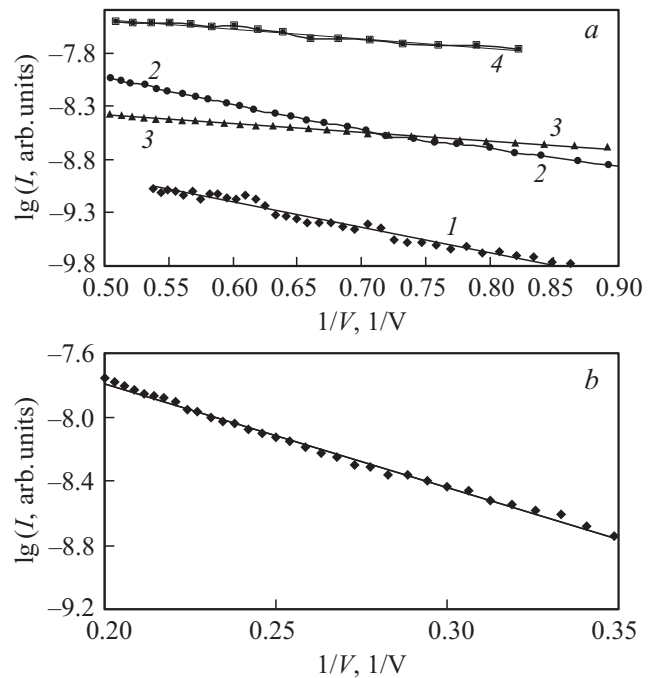


Рис. 2. ВАХ образцов: а — *n*-InAs (1), *i*-InSb, световая (2), n^+ -InSb (3), *n*-InSb (4); б — *n*-GaAs.

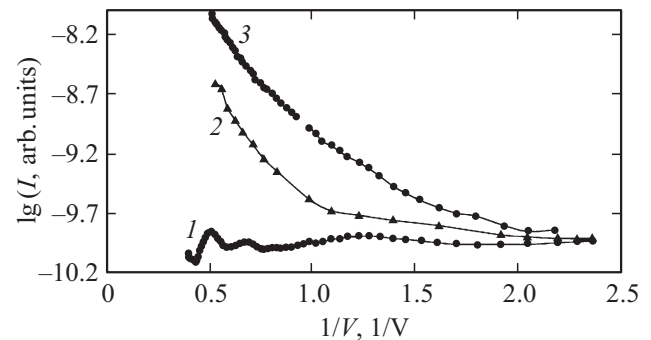


Рис. 3. ВАХ образца *i*-InSb в темноте (1), при фоновом (комнатном) освещении (2), при освещении светодиодом красного свечения (3).

при освещении (кривая 3) — данные аппроксимируются двумя прямыми, параметры приведены в табл. 2.

Вольт-амперные характеристики для образца *i*-InSb имеют несколько явно выраженных участков характерных изменений тока. Построение кривых на этих участках в интервалах роста тока показало хорошее соответствие формуле (1) — см. рис. 4. Аппроксимацией каждого из участков формулой (1) были определены параметры ψ_L и $I_L = qN_{SL}/\tau_L$ (L — номер участка), данные о которых представлены в табл. 3, в которой через V_L обозначены примерные значения центра интервалов напряжения для каждого из участков. На рис. 4 приведены формулы аппроксимации $\ln I - 1/V$ и соответствующие значения параметра корреляции R^2 .

Таблица 3. Результаты обработки рис. 4

L	V_L , В	ψ_L , эВ	I_L , нА	τ_L , мкс
1	1.4	0.73(0.75)	1.0	15
3	1.9	1.33(1.28)	2.0	7
4	2.6	1.85(1.81)	3.0	5
5	3.2	2.15(2.75)	4.0	3

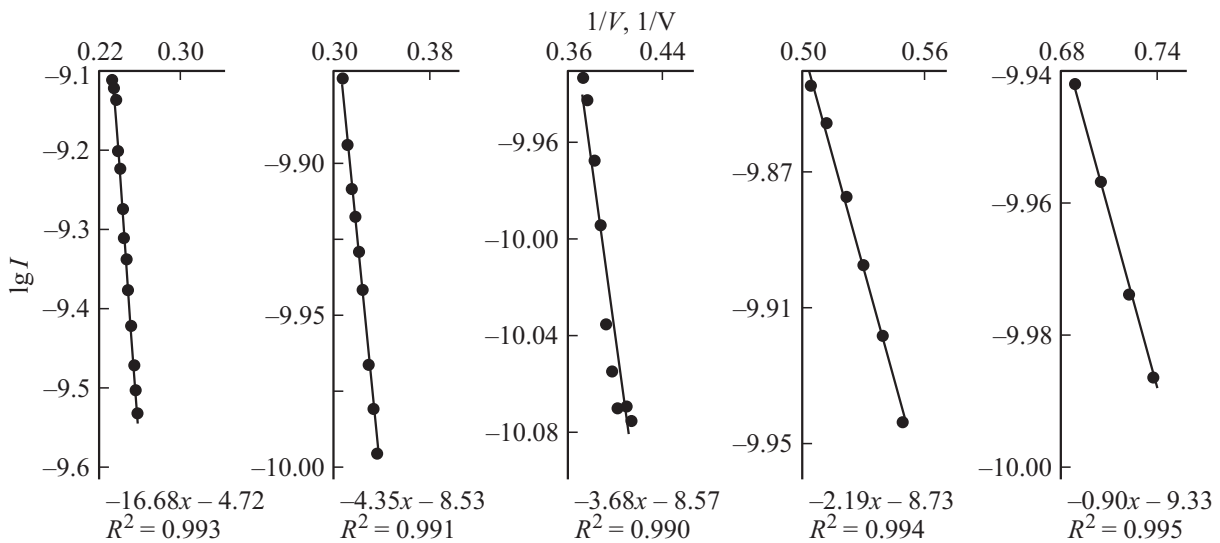


Рис. 4. ВАХ образца i -InSb в координатах $\lg I - 1/V$ на отдельных участках с номерами (справа налево) $L \approx 1, 3, 4, 5$. В формулах аппроксимации $x = 1/V$.

5. Обсуждение результатов и предположения

Из соответствия экспериментальных ВАХ формуле (1), а также судя по характеристикам плотности электронных состояний можно утверждать, что эмиссия электронов для исследованных образцов происходит через некие уровни локализованных электронных состояний. 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 [15], а процесс заполнения уровней имеет на порядки меньшую скорость, определяемую временем жизни в локализованных состояниях τ_L . Это означает, что ВАХ должны отражать процесс заполнения локализованных состояний и его параметры — время жизни в локализованных состояниях τ_L и энергию их уровня ψ_L , отсчитанную от уровня Ферми, в данном случае примерно совпадающего с дном зоны проводимости. Величина барьера ψ_L , таким образом, точно определяется по наклону прямой в координатах $\lg I - 1/V$ (см. (1)).

Оценки длины волны де Бройля λ для электрона собственных InSb, InAs, GaAs дают соответственно значения 25, 17 и 6 нм. Концентрации электронов, соответствующие расстоянию между ними λ , будут $(1/\lambda)^3$: для InSb и InAs $n_L \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, для GaAs $n_L \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При таких и больших значениях концентрации должно сказываться кулоновское взаимодействие электронов. Средние значения энергии кулоновского взаимодействия электрона с ближайшими соседями, которых в кубической решетке 4 в каждом из трех кристаллографических направлений, будут $E_Q \propto 12q(\epsilon a)^{-1}$, где a — среднее расстояние между соседними электронами. Вычисления по этой формуле для InSb с концентрацией электронов, близкой к

собственной, дают значения $E_Q \approx 0.75$ эВ. Для n^+ -InSb, n -InAs и n -GaAs сложно точно определить величины энергии электронов и соответственно величины λ , но значения E_Q можно оценить из условия, что их отношения пропорциональны отношениям величин корня квадратного из значений эффективной массы. Такая оценка дает значения E_Q для n -InAs 1.17 эВ, для n -GaAs 1.65 эВ. Вычисленные таким образом значения $\psi_{\text{calc}} = E_Q$ хорошо соответствуют величинам ψ , найденным экспериментально для образцов (табл. 2).

Для объяснения полученных больших значений ψ (табл. 3) в рамках предложенной модели необходимо предположить, что в формуле для энергии кулоновского взаимодействия $E_Q = q(\epsilon a)^{-1}$ величина a должна быть меньше, чем расстояние между равновесными электронами в полупроводнике $(N)^{-1/3}$, т.е. электроны находятся как бы в состоянии некоего сгущения, „сжатия“. Это возможно, если предположить, что электроны полем „прижимаются“ к поверхности, на которой благодаря ее кривизне могут „закрепляться“ так, чтобы на дистанции „закрепления“ (хорде) укладывалось некое число значений длины волны λ (подобно правилу квантования в атоме) — $g = k$ и $g = (k + 1/2)$, где $k = 1, 2, 3$ и т.д. Это означало бы, что электроны „сгущаются“ в направлении, перпендикулярном поверхности микрозерна, и „разряжаются“ в поперечном направлении так, что их концентрация остается постоянной. При этом нормальная (a_N) и тангенциальная (a_T) размерные составляющие будут: $a_N = g\lambda \sin \alpha$, $a_T = g\lambda \cos \alpha$, где α — угол между хордой ($g\lambda$) и касательной. Тогда значения энергии есть $E_Q = (g/\epsilon)(4/a_N + 8/a_T)$. Простой расчет в такой геометрической модели приводит к выражению для E_Q :

$$E_Q = 8eR_S(\epsilon)^{-1}(g\lambda)^{-2}(2 + g\lambda/R_S)(2 - g\lambda/R_S)^{-1} = G(2 + g\lambda/R_S)(2 - g\lambda/R_S)^{-1}g^{-2}. \tag{2}$$

Вычисления по этой формуле для InSb при $R_S = 500$ нм, $\lambda = 25$ нм, дают $G = 10$ и следующий ряд значений для E_Q в (эВ):

$$\begin{aligned} E_{Q6} &= 4.8 \quad (g = 1.5), \quad E_{Q5} = 2.75 \quad (g = 2), \\ E_{Q4} &= 1.81 \quad (g = 2.5), \quad E_{Q3} = 1.28 \quad (g = 3), \\ E_{Q2} &= 0.97 \quad (g = 3.5), \quad E_{Q1} = 0.75 \quad (g = 4). \end{aligned} \quad (3)$$

Для установления соответствия с экспериментальными данными значения величин из этого ряда приведены в табл. 3 (в скобках). При этом не приведено полученное в эксперименте значение $\psi_6(E_{Q6}) \approx 5$ эВ в интервале величин напряжения 4–5 В ввиду низкого коэффициента корреляции ($R^2 < 0.9$). Значение $\psi_2(E_{Q2}) \approx 1$ эВ в эксперименте не разрешилось — соответствующий интервал величин напряжения пришелся на обратный ход ВАХ.

В предположении, что приповерхностная зона является слоем толщиной λ , можно вычислить суммарный заряд в нем $qN_S \approx (2/3)\pi qR_S^2 \lambda N$, и по его величине и экспериментальным значениям $qN_S \tau_L^{-1}$ — вычислить τ_L (табл. 3). По значениям времени жизни τ_L и величинам тока при конкретных параметрах режима питания определяются величины заряда Q_L и число электронов эмиссии, которое по вычислениям получилось в пределах 10^3 – 10^4 . Такое число электронов на поверхности микроструктуры площадью $R_S^2 \sim 10^{-9}$ см² дает поверхностную плотность электронов эмиссии $\sim (10^{12}$ – $10^{13})$ см⁻², что на 1–2 порядка больше плотности поверхностных состояний в зоне проводимости $(N_C)^{2/3} \sim 10^{11}$ см⁻². Это подтверждает предположение о том, что эмиссия происходит в приповерхностной зоне, расчетное значение толщины этой зоны ~ 100 нм.

Полученные данные указывают на то, что поведение ВАХ сильно зависит от концентрации электронов в полупроводнике N . Специфика возникает при $N \sim (1/\lambda)^3$. Для InSb это составляет $5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. При концентрациях, больших этой величины (за счет легирования или освещения), эффект не проявляется. Для n^+ -InSb (10^{18} см⁻³), n -InAs ($8 \cdot 10^{16}$ см⁻³) и n -GaAs ($5 \cdot 10^{18}$ см⁻³) проявляется локализация в объеме, однако проявляется слабо или не проявляется совсем в приповерхностном слое. С ростом концентрации электронов в зоне проводимости величины их эффективной массы увеличиваются [14]. При этом кулоновское расталкивание, если оно возникает, уменьшает время жизни электронов. По этим причинам эффективная масса увеличивается и подвижность в полупроводниках A^{III}B^V существенно уменьшается при увеличении концентрации электронов [14].

Важным является вопрос выяснения природы возникновения локализованных состояний электронов в микроструктуре полупроводника. Можно предположить следующую модель. Электроны, переходя из валентной зоны в зону проводимости на некоторое время жизни τ_0 , имеют квантованные значения энергии и являются „свободными“ (не взаимодействуют между собой). Однако на этот процесс влияют величины их концентрации (расстояния

между ними) и их квантово-размерного параметра — длины волны де Бройля λ для электрона. В случае, когда расстояния между электронами становятся сопоставимыми и меньшими, чем значения λ , взаимодействие между электронами проявится как кулоновское расталкивание. Установится некоторое статистическое распределение электронов на квантованных энергетических уровнях, параметры которых будут определяться значениями энергии, эффективной массы, концентрации электронов. Под локализацией электронов в объеме микроструктуры в данном случае понимается то, что электроны будут находиться на уровнях кулоновского взаимодействия некоторое время τ_L , большее, чем время жизни τ_0 . Таким образом, благодаря процессам взаимодействия легких электронов в объеме полупроводника возникает некое коллективное состояние взаимодействующих электронов.

Другим источником локализованного заряда в рассматриваемом случае является поверхность, величина радиуса кривизны которой сопоставима с величиной λ для электронов полупроводника. Как предполагается в данной работе, электроны объема полупроводника „прижимаются“ полем к поверхности, где за счет размерного квантования возникают новые электронные состояния в виде энергетических уровней ψ_L .

6. Заключение

В последние годы наблюдается большой интерес к явлениям, вызываемым поверхностными плазмонами в полупроводниках [18]. Экспериментально получена генерация излучений в „необычных“ для полупроводников областях спектра — терагерцовой и дальней инфракрасной. Большой интерес для этой работы представляют квантовые точки. Однако супермалый размер КТ (~ 1 нм) резко ограничивает возможности их использования. Такие КТ, возможно, могут быть успешно использованы как элементы одноэлектронных транзисторов. Для излучающих же структур эти возможности многократно ограничены. Полученные результаты по фотолюминесценции на КТ полупроводников A^{III}B^V практически пока незначительны, еще не вышли из условий лабораторных исследований.

Данной работой начаты исследования принципиально другого варианта КТ, которые можно назвать „большими“ КТ, правильнее — квантовыми частицами. Установлено, что такие образования и явления возможны, когда все размерные параметры электронных процессов в полупроводнике примерно одинаковы и максимальны. Пока, по-видимому, можно назвать только один-два подходящих для этого полупроводника — антимонид и арсенид индия с электронной проводимостью, близкой к собственной.

В простейшей структуре (микроструктуре) методом локальной эмиссионной спектроскопии экспериментально обнаружены и исследованы присущие КТ специфические явления ограничения тока локализованным в структуре зарядом, измерены параметры уровней локализации

электронов в объеме и в приповерхностном слое микрозерна. Предложены физическая модель локализации и квантования заряда и метод оценки параметров уровней электронных состояний.

Авторы благодарны проф. И.И. Засавицкому за консультации и любезно предоставленные образцы полупроводников, проф. А.Г. Рокашу и А.И. Михайлову за обсуждения и полезные советы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-07-00255.

Список литературы

- [1] Ф. Рахман. *Наноструктуры в электронике и фотонике* (М., Техносфера, 2010).
- [2] Р.Б. Васильев, Д.Н. Дирин Д.Н. *Квантовые точки: синтез, свойства, применение* (М., ФНМ, 2007). (www.nanometer.ru/.../PROP_FILE_files_5/qd.pdf)
- [3] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, Ю.И. Романов, С.А. Рыков. *ФТП*, **39** (6), 716 (2005).
- [4] R.D. Schaller, P.J. Mietryga, V.I. Klimov. *Nano Lett.*, **7** (11), 3469 (2007).
- [5] T.J. Thornton. *Rep. Progr. Phys.*, **57**, 311 (1994).
- [6] В.А. Кубальчинский. *СОЖ*, **7** (4), 98 (2001).
- [7] С.-Н. Кuo, J.-М. Wu, S.-J. Lin. *Nanoscale Res. Lett.*, **8**, 69 (2013).
- [8] А.И. Михайлов, В.Ф. Кабанов, Н.Д. Жуков. *Письма ЖТФ*, **41** (12), 8 (2015).
- [9] Е.Г. Глуховской, Н.Д. Жуков. *Письма ЖТФ*, **41** (14), 47 (2015).
- [10] Н.Д. Жуков, Е.Г. Глуховской. *Нанотехника*, № 2 (38), 127 (2014).
- [11] Н.Д. Жуков, Е.Г. Глуховской. *Тез. докл. X науч.-практич. конф. „Нанотехнологии — производству“* (М., Изд-во „Янус-К“, 2014), с. 144.
- [12] В.Л. Миронов. *Основы сканирующей зондовой микроскопии* (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 2004).
- [13] С.А. Рыков. *Сканирующая зондовая микроскопия полупроводниковых материалов и наноструктур* (СПб., Наука, 2001).
- [14] О. Маделунг. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп* (М., Мир, 1967).
- [15] Н.В. Егоров, Е.П. Шешин. *Электронная эмиссия* (М., Интеллект, 2011).
- [16] J. Tersoff. *Phys. Rev.*, **40** (17), 11 990 (1989).
- [17] H. Chen, R.M. Feenstra, G.C. Aers, P.J. Poole, R.L. Williams, S. Charbonneau, P.G. Piya, R.D. Goldberg, I.V. Mitchell. *J. Appl. Phys.*, **89**, 4815 (2001).
- [18] Ю. Пожела, К. Пожела, А. Шиленас, Э. Ширмулис, И. Кашалинас, В. Юцене, Р. Венцкявичус. *ФТП*, **48** (12), 1597 (2014).

Редактор Л.В. Шаронова

Local emission spectroscopy of micrograins on A^{III}B^V semiconductor surface

N.D. Zhukov, E.G. Gluhovskoy, D.S. Mosiyash

Saratov State University,
410000 Saratov, Russia

Abstract Spectra of electron states density of indium antimonide and arsenide, gallium arsenide micrograins were investigated by tunneling microscopy in field emission mode. Activation energies (ψ) and lifetime (τ) of electrons on levels were found with matching the current-voltage characteristics and the formula for the probability of emission through the levels. Two types of electron localization levels were identified — in volume ($\psi \approx 0.75$ eV — *n*-InSb, ~ 1.15 eV — *n*-InAs, ~ 1.59 eV — *n*-GaAs; $\tau \approx 10^{-8} - 10^{-7}$ s) and on the surface of *i*-InSb micrograin ($\psi \approx 0.73, 1.33, 1.85, 2.15, 5.1$ eV; $\tau \approx 5 \cdot 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-7}$ s). A physical model was proposed: the localization of light electrons due to the coulomb interaction and size quantization effect of electrons in the surface area, determined by the effective mass, energy, electron density and the radius of curvature of the surface micrograins.