

На правах рукописи

Ремнев Михаил Анатольевич

**ВЛИЯНИЕ СПЕЙСЕРНЫХ СЛОЕВ НА СТАТИЧЕСКИЕ И
ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОГО
ДИОДА**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико – математических наук

Автор: 

Москва 2013

Работа выполнена в Национальном исследовательском ядерном университете
«МИФИ»

Научный руководитель: Доктор физико-математических наук, профессор
Елесин Владимир Федорович, НИЯУ МИФИ,
г. Москва

Научный консультант: Кандидат физико-математических наук, доцент
Катеев Игорь Юльевич, ФТИАН РАН, г. Москва

Официальные оппоненты: Доктор физико-математических наук
Капаев Владимир Васильевич, ФИАН, г. Москва
Кандидат физико-математических наук
Ихсанов Ренат Шамильевич, ФГУП НИИП,
г. Лыткарино

Ведущая организация: Физико-технологический институт Российской
академии наук, г. Москва

Защита состоится 26 июня 2013 года в 15 часов 00 минут на заседании диссертационного совета Д212.130.04 в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ» по адресу: 115409, г. Москва, Каширское ш., д. 31.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ.

Автореферат разослан 24 мая 2013 г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в одном экземпляре, заверенном печатью организации, по адресу НИЯУ МИФИ.

Ученый секретарь диссертационного совета
д.ф.-м.н., профессор



И. И. Чернов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Резонансно-туннельный диод (РТД) является самым быстрым квантовым полупроводниковым прибором. Он представляет собой простейшую наноструктуру, состоящую из одной квантовой ямы и двух барьеров. В результате интерференции электронов в ней образуются резонансные уровни. Резонансное туннелирование через РТД приводит к отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на вольт-амперной характеристике (ВАХ).

Существование ОДП позволяет использовать РТД как генератор или детектор высокочастотного электромагнитного поля. Так, еще в начале 90-х годов прошлого века при комнатной температуре на одноямной структуре AlSb/InAs была получена генерация на частоте 712 ГГц. На сегодняшний день достигнута частота генерации на основной моде колебаний свыше одного терагерца с мощностью порядка 1 мкВт, а мощность генерации на частоте 0,44 ТГц составляет 200 мкВт. Кроме того, высокочастотные свойства РТД позволяют использовать его в сверхбыстрых логических элементах микро- и нанoeлектроники и ячейках памяти с низкой энергией рассеяния.

Однако характеристики РТД, например, частота и мощность генерации, не достигли пока ожидаемых величин. Одним из способов улучшения характеристик прибора является его теоретическое изучение, в частности, с помощью компьютерного моделирования. В связи с этим выявление закономерностей влияния толщин спейсерных слоев на статические и высокочастотные характеристики РТД, выполненное в диссертационной работе при помощи компьютерного моделирования, является актуальным направлением исследований.

Цель работы:

Выявление закономерностей влияния толщины спейсерных слоев на статические и высокочастотные характеристики резонансно-туннельного диода в рамках когерентной модели.

Для достижения поставленной цели в работе решены следующие задачи:

- 1) разработана программа для численного моделирования статических и динамических характеристик резонансно-туннельных структур с учетом взаимодей-

ствия между электронами;

- 2) рассчитаны вольт-амперные характеристики РТД при различных толщинах спейсерных слоев эмиттера и коллектора;
- 3) построены зависимости пикового тока на ВАХ резонансно-туннельного диода от толщин спейсерных слоев;
- 4) построены зависимости отклика РТД от частоты генерации при различных толщинах спейсерных слоев.

Научная новизна

- Впервые установлено, что пиковый ток на вольт-амперной характеристике РТД, а так же ОДП, в зависимости от толщины спейсера эмиттера имеют осциллирующий характер с большой амплитудой.
- В реальных структурах существует возможность существенно увеличить пиковый ток подбором толщины спейсерных слоев.
- Впервые установлено, что подбор толщины спейсерного слоя эмиттера позволяет существенно увеличить отклик РТД в «классическом» и «квантовом» режимах генерации.
- Показано, что взаимодействие между электронами слабо влияет на генерацию электромагнитного поля двухъямной наноструктуры.

Практическая значимость

Результаты работы, позволяющие увеличить пиковый ток на вольт-амперной характеристике и отклик в «квантовом» и «классическом» режимах генерации, могут быть использованы для увеличения мощности генераторов электромагнитного излучения терагерцевого диапазона частот, основанных на резонансно-туннельном диоде. Терагерцевое излучение применяется в средствах связи, безопасности, медицине, мониторинге окружающей среды и других областях.

Результаты работы могут быть использованы в следующих организациях: Научно-производственное предприятие «Пульсар», Научно-производственное предприятие «Исток», Научно-производственная фирма «Микран».

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1) результаты расчета вольт-амперных характеристики РТД для различных толщин

спейсерных слоев, показавшие, что зависимость пикового тока от толщины спейсера эмиттера имеет осциллирующий характер;

2) выявленные закономерности влияния толщины спейсера эмиттера на пиковый ток резонансно-туннельного диода;

3) результаты расчета вольт-амперных характеристик с учетом взаимодействующих электронов при различных толщинах спейсера эмиттера, показавшие, что взаимодействие уменьшает амплитуду осцилляций на зависимости пикового тока от толщины спейсера эмиттера;

4) выявленные закономерности зависимостей отклика РТД от частоты в «классическом» и «квантовом» режимах генерации от толщин спейсерных слоев, позволяющие существенно увеличить отклик РТД при помощи подбора толщины спейсера эмиттера;

5) результаты расчета влияния взаимодействия между электронами на генерацию электромагнитного поля двухъямной наноструктуры.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях: 1-ом и 2-ом Международном конкурсе научных работ молодых ученых в области нанотехнологий в рамках Международного форума по нанотехнологиям (Rusnanotech'08 и 09, 2008 и 2009 г.г., г. Москва, Россия); 1-ой и 2-ой Всероссийской конференции «Многомасштабное моделирование процессов и структур в нанотехнологиях» (ММПСН-2008 и -2009, 2008 и 2009 г.г., г. Москва); 1-й Научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения» (2011 г., Москва); Международной конференции «Микро- и нанoeлектроника 2012» (ICMNE-2012, 2012 г., г. Звенигород), Научных сессиях МИФИ 2006, 2007 г.г. и НИЯУ МИФИ 2009, 2010 г.г.

Публикации

По теме диссертации опубликованы 15 печатных работ, из них 6 статей в рецензируемых журналах.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и библиографии. Ра-

бота изложена на 154 страницах, содержит 57 рисунков, 1 таблицу и список цитируемой литературы из 63 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность диссертационной работы; сформулированы цель работы и решаемые задачи, указаны новизна и практическая значимость, изложены основные положения, выносимые на защиту.

Изначально спейсерные слои выращивались между допированными контактами и активной областью РТД для предотвращения попадания примесей в активную область. Однако, оказалось, что спейсерные слои заметным образом влияют на характеристики прибора. Так в некоторых работах удалось существенно увеличить мощность генерации электромагнитного поля на РТД при помощи подбора толщин спейсерных слоев.

Анализ литературы показал, что существует ряд работ, посвященных исследованию влияния толщин спейсерных слоев на вольт-амперные характеристики РТД. На рис. 1 изображены зависимости пикового тока на ВАХ резонансно-туннельного диода

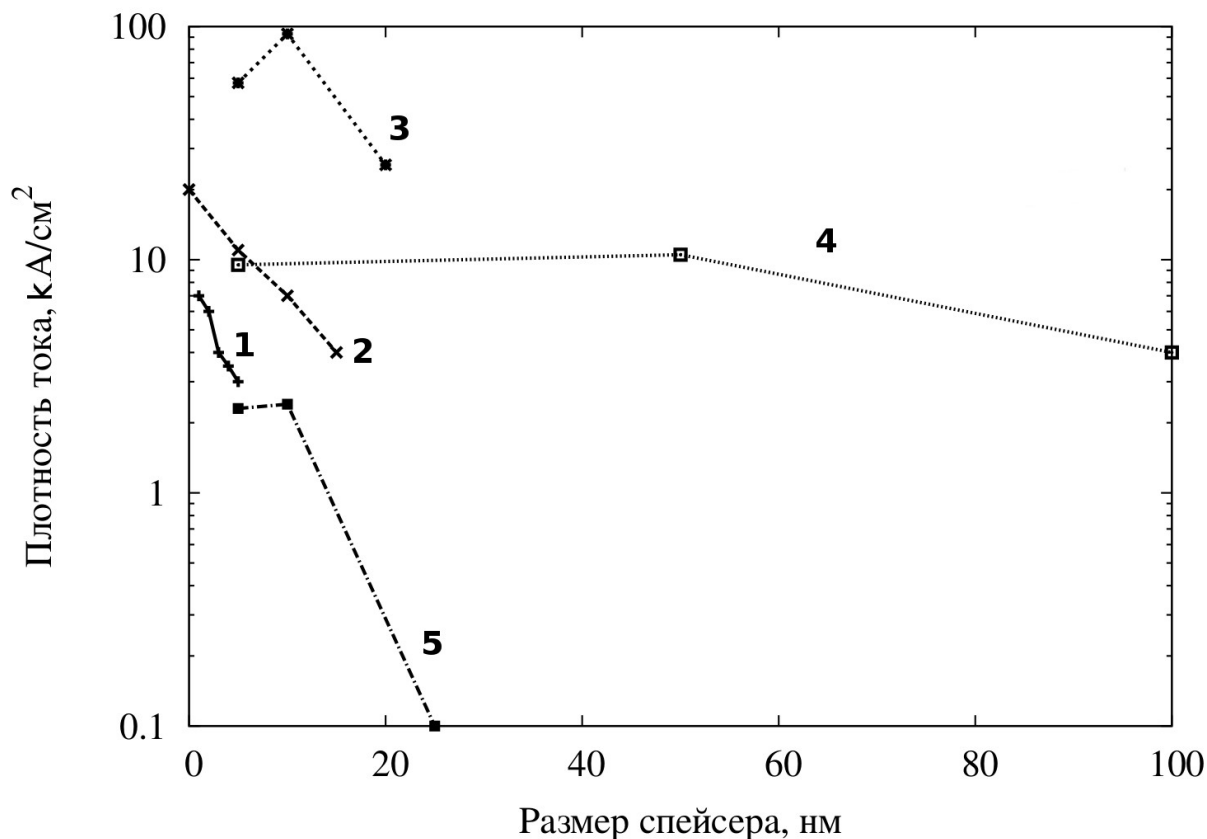


Рис. 1. Зависимости пикового тока от толщины спейсерного слоя эмиттера в различных экспериментальных работах.

от толщины спейсера эмиттера по данным различных экспериментальных работ. В них есть некоторые противоречия. Так в одних работах показано, что увеличение толщины спейсера эмиттера ведет к уменьшению пикового тока на ВАХ (кривые 1 и 2 на рис. 1), а в других пиковый ток сначала увеличивается, а только потом уменьшается при увеличении толщины спейсерного слоя эмиттера (кривые 3 – 5 на рис. 1). Кроме того существуют работы по исследованию влияния толщин спейсерных слоев на ВАХ резонансно-туннельного диода при помощи компьютерного моделирования. В них показано, что увеличение толщины спейсерного слоя эмиттера приводит к уменьшению пикового тока на ВАХ за счет увеличения потенциала взаимодействия в области спейсера. Эти данные противоречат экспериментальным результатам, в которых пиковый ток может увеличиваться. Следует отметить, что в этих теоретических работах вычисления проводились при помощи классических методик в области контактов и спейсерных слоев, не решая уравнения Шредингера.

Таким образом, в настоящее время не существует ясного понимания механизмов влияния толщин спейсерных слоев на вольт-амперные характеристики резонансно-туннельного диода.

В настоящей работе исследовано влияние толщин спейсерных слоев на статические и высокочастотные характеристики РТД при помощи последовательной квантово-механической методики, используя когерентный подход, т. е. предполагалось, что электроны не испытывают рассеяния на фононах, и это допустимо, поскольку современный уровень технологий позволяет создавать структуры, в которых длина свободного пробега электрона превышает размер рассматриваемой нами области. Кроме того, в литературе показано, что когерентные свойства электронов сохраняются в резонансно-туннельных диодах с учетом электрон-фононного взаимодействия.

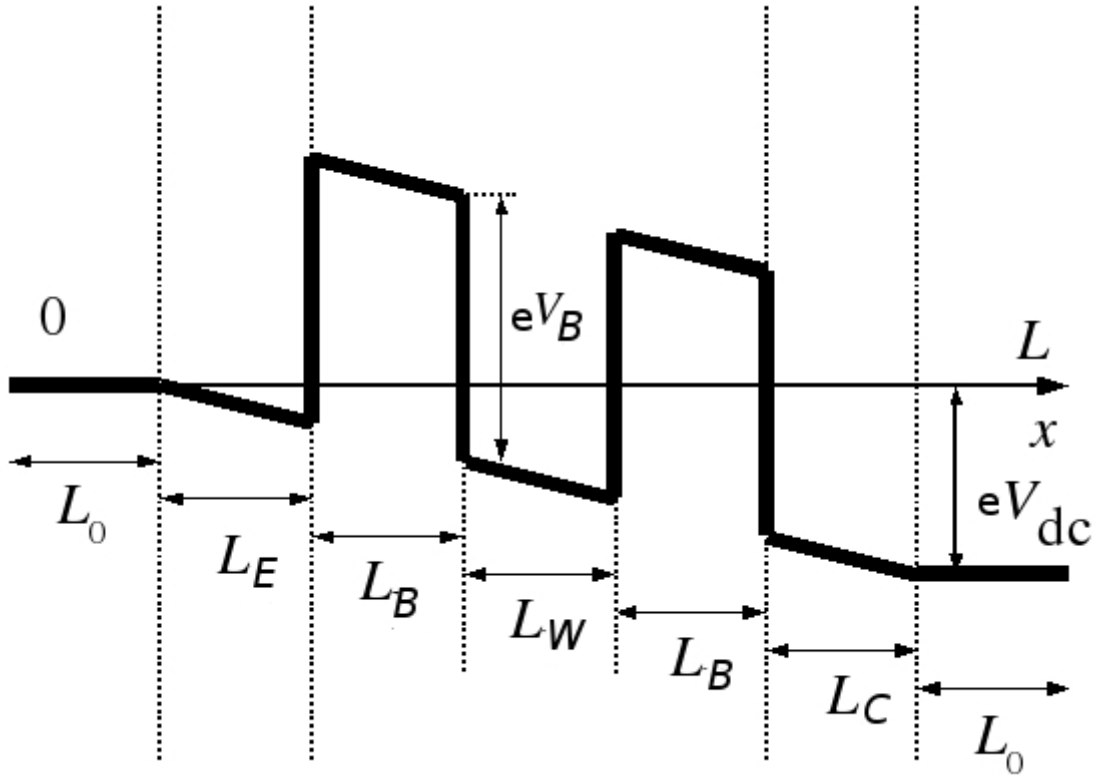


Рис. 2. Схема дна зоны проводимости $V(x)$ РТД с напряжением смещения V_{dc} . L_0 – толщина контактов, L_E – толщина спейсера эмиттера, L_B – толщина барьеров, L_W – толщина квантовой ямы, L_C – толщина спейсера коллектора, V_B – высота барьеров.

Глава 1 посвящена исследованию влияния спейсерных слоев на пиковый ток ВАХ резонансно-туннельного диода при помощи численных расчетов. Рассматриваемая структура имеет характерный двухбарьерный профиль, изображенный на рис. 2. Слева к структуре подводится стационарный поток электронов. Волновая функция электронов $\psi(x)$ подчиняется одномерному уравнению Шредингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + V(x) \psi = E \psi, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса электрона, $V(x)$ – потенциальная энергия электронов с учетом приложенного напряжения смещения (см. рис. 2) и E – энергия подводимых к структуре электронов. Граничные условия описывают поток электронов, подводимый к структуре слева, отражение их и уход электронов справа:

$$\begin{cases} \psi(0) + \frac{1}{ik} \frac{\partial \psi(0)}{\partial x} = \alpha, \\ \psi(L) - \frac{1}{ik_R} \frac{\partial \psi(L)}{\partial x} = \beta, \end{cases} \quad (2)$$

где k и k_R – волновые векторы электронов слева и справа от структуры, $\alpha=2, \beta=0$. Поскольку здесь мы не учитываем межэлектронное взаимодействие, и контакты не влияют на решение задачи, положим $L_0 = 0$. Следовательно, граничные условия поставлены на концах спейсерных слоев. Задача сначала решалась для моноэнергетического распределения электронов. В этом случае рассчитывался коэффициент прохождения электронов через структуру:

$$t = -\frac{i}{2k} (\psi^* \psi' - \psi \psi'^*). \quad (3)$$

Далее для расчета ВАХ резонансно-туннельного диода, к структуре которого подводились электроны, имеющие распределение Ферми, решалось множество уравнений (1) для всех энергий, а ток вычислялся по формуле:

$$J = \frac{e}{\hbar} \int_0^\infty (g(E) - g(E + eV_{dc})) t(E) dE, \quad (4)$$

где функция распределения электронов $g(E)$ в одномерном случае имеет вид:

$$g(E) = \frac{m^* k_B T}{2\pi^2 \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\mu - E}{k_B T} \right) \right].$$

Здесь $T = 300$ К – температура электронного газа, $\mu = 42$ мэВ (это соответствует плотности допирования $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$), μ – химический потенциал и k_B – постоянная Больцмана.

Расчеты проводились для структуры со следующими параметрами: $L_B = 5$ нм, $L_W = 5$ нм, $V_B = 0,3$ эВ (см. рис. 2), $m^* = 0,067m_e$, где m_e – масса свободного электрона. Энергия резонансного уровня такой структуры $\Gamma_R = 0,0895$ эВ при $V_{dc} = 0$, а его ширина $\Gamma = 4 \cdot 10^{-4}$ эВ.

На рис. 3 изображены зависимости коэффициента прохождения электронов t от напряжения смещения V_{dc} РТД при различных толщинах спейсера эмиттера L_E . К структуре подводился моноэнергетический пучок электронов с энергией $E = 2$ мэВ, а

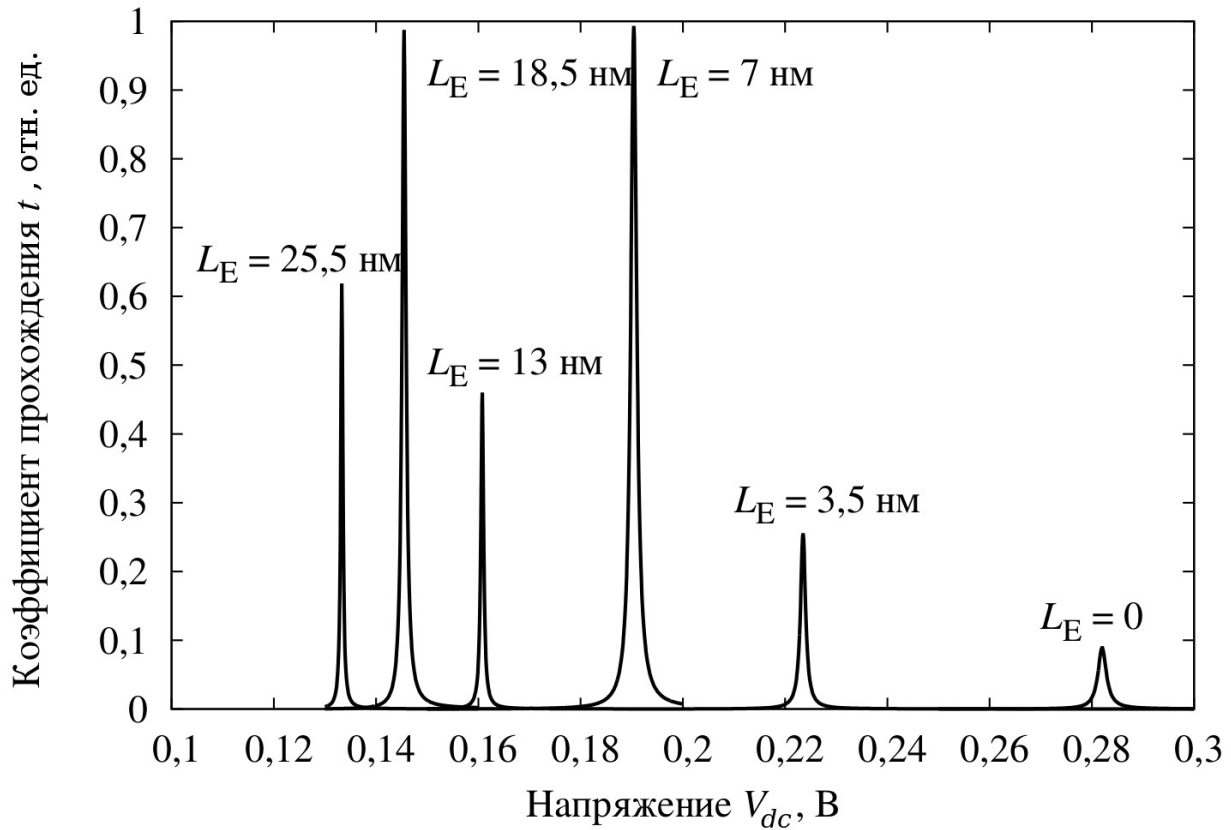


Рис. 3. Зависимости коэффициента прохождения электронов t от напряжения смещения V_{dc} при различных толщинах спейсера эмиттера L_E .

толщина спейсера коллектора полагалась $L_C = 10$ нм. При нулевой толщине спейсера эмиттера коэффициент прохождения в пике t_p достигает значения 0,1. Это связано с тем, что увеличение напряжения смещения V_{dc} приводит к потере симметрии структуры. Однако, при некоторых L_E коэффициент прохождения в пике достигает единицы. Зависимость t_p от L_E изображена на рис. 4. Видно из рисунка, что она осциллирует, причем в максимумах коэффициент прохождения достигает единицы. Для того, чтобы понять механизм возникновения максимумов, построим спектр энергий уровней в треугольной яме, образованной спейсером эмиттера L_E (см. рис. 2). Энергии уровней в спейсере E_C в зависимости от L_E наложены на зависимость $t_p(L_E)$ на рис. 4. Отметим, что напряжение смещения соответствует пиковому, следовательно, энергия резонансного уровня в квантовой яме $E_R = 2$ мэВ. Когда толщина спейсера эмиттера становится равным 7,5 нм, t_p достигает своего первого максимального значения. В этот момент энергия первого уровня E_s соответствует энергии E_R (тонкая пунктирная линия на рис. 4 соответствует нулевой энергии). Далее с увеличением L_E энергия первого уровня уменьшается. Когда возникает второй максимум, второй

уровень в спейсере эмиттера перекрывается с резонансным уровнем квантовой ямы и т. д.

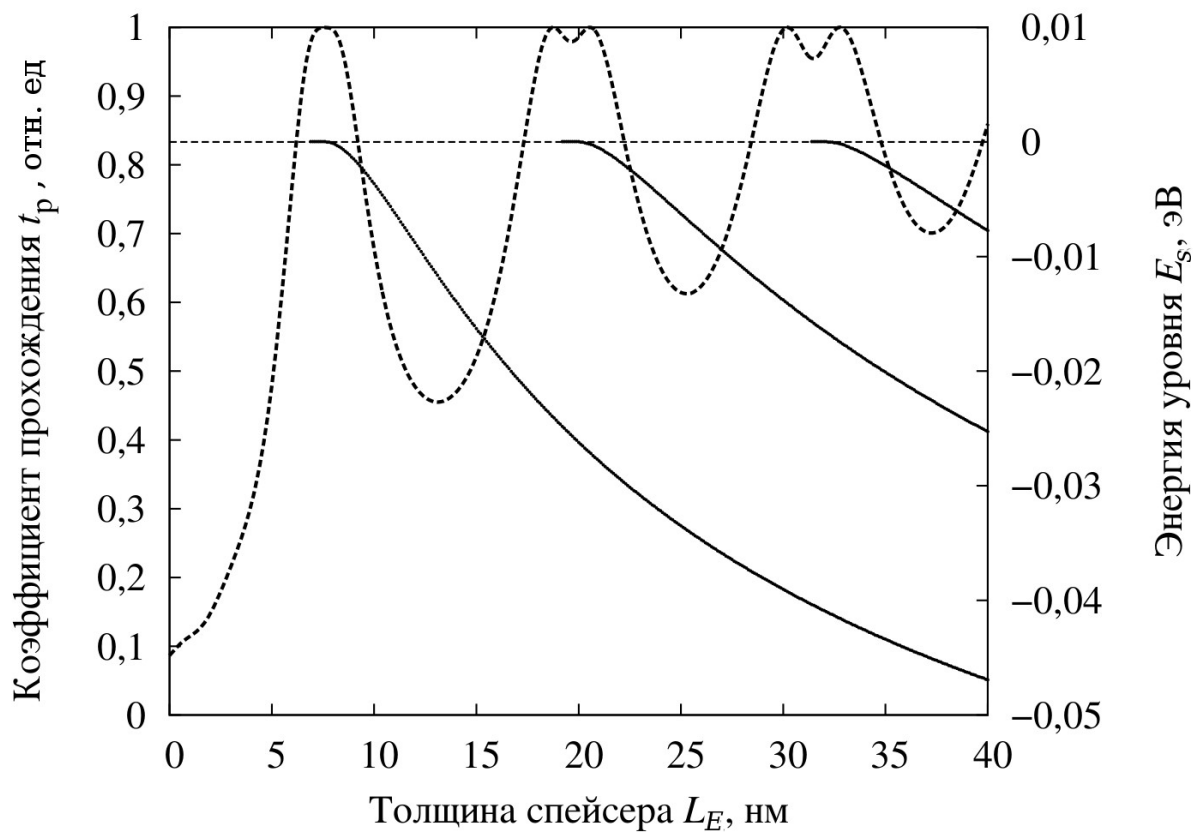


Рис. 4. Зависимость пикового коэффициента прохождения t_p (пунктирная линия) и энергии уровней в спейсере эмиттера E_s (сплошные линии) от толщины спейсера эмиттера L_E . Тонкой горизонтальной пунктирной линией изображена нулевая энергия.

Таким образом, максимумы на зависимости $t_p(L_E)$ возникают при тех толщинах спейсера эмиттера, при которых уровень в спейсере эмиттера перекрывается с резонансным уровнем квантовой ямы.

Аналогичным образом ведет себя зависимость пикового тока J_p на ВАХ от толщины спейсера эмиттера (рис. 5). Пиковый ток имеет максимумы при тех же значениях L_E . Для рассчитываемой структуры пиковый ток в первом максимуме в 6 раз больше, чем в случае отсутствия спейсера ($L_E = 0$). Так же на рис. 5 изображена зависимость напряжения пика V_p от L_E , которая так же имеет осциллирующий характер и уменьшается с увеличением толщины спейсера.

Как видно, подбор толщины спейсера эмиттера позволяет существенно увеличить пиковый ток. Кроме того, эти результаты качественно объясняют противоречие в экспериментах: пиковый ток может увеличиваться и уменьшаться с увеличением тол-

щины спейсера эмиттера.

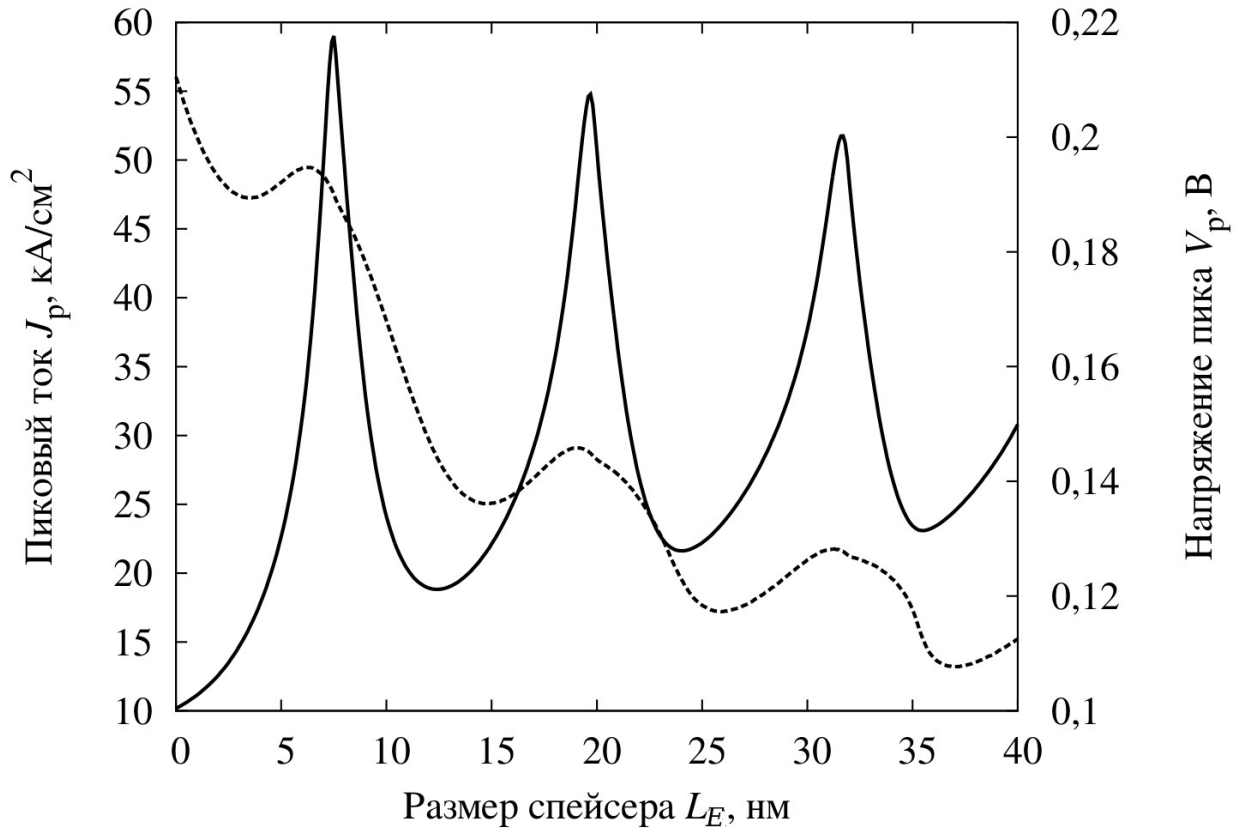


Рис. 5. Зависимости пикового тока J_p (сплошная линия) и напряжения пика V_p от толщины спейсера эмиттера L_E .

При исследовании влияния толщины спейсера коллектора L_C на t_p и J_p , было показано, что эти величины практически не зависят от L_C .

Глава 2 посвящена исследованию влияния толщин спейсерных слоев на динамические характеристики РТД, а именно – на линейный отклик в «классическом» и «квантовом» режимах генерации. Здесь параметры структуры аналогичны параметрам из предыдущей главы с тем же потенциалом $V(x)$. Структура находится в переменном электрическом поле с амплитудой потенциала V_{ac} . Волновая функция электронов $\psi(\tau, x)$ в таком случае удовлетворяет временному уравнению Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial \tau} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + e \left(V(x) + \frac{x}{L} V_{ac} \cos(\omega \tau) \right) \psi. \quad (5)$$

К уравнению (5) устанавливаются граничные условия (2) на границах спейсерных слоев, но в правой части (2) появляется осциллирующий член, зависящий от времени,

т. е. $\alpha = 2 \exp\left(\frac{-iE\tau}{\hbar}\right)$. Здесь рассмотрим случай с Ферми распределением электронов.

Ток $J(\tau)$, проходящий через структуру, зависит от времени, и вычисляется по формуле (4), в которой коэффициент прохождения t так же зависит от времени и вычисляется при помощи усреднения тока по квантовой яме:

$$t(\tau, E) = -\frac{i}{2\hbar L_{W \text{ квантовая яма}}} \int \left(\psi^*(\tau, x) \psi'(\tau, x) - \psi(\tau, x) \psi'^*(\tau, x) \right) dx.$$

Средний ток $J(\tau)$ можно записать в виде:

$$J(\tau) = J_0 + J_c \cos(\omega \tau) + \sum_{k=1}^{\infty} J_k \sin(k \omega \tau) + \sum_{k=2}^{\infty} \tilde{J}_k \cos(k \omega \tau),$$

где J_c – синфазный с полем активный ток поляризации или отклик, который вычисляется из среднего тока $J(\tau)$ интегрированием по периоду:

$$J_c = \frac{\omega}{\pi} \int J(\tau) \cos(\omega \tau) d\tau.$$

Результаты, полученные для моноэнергетического пучка электронов и распределения Ферми, аналогичны. Приведем зависимости динамической проводимости J/V_{ac} для электронов, имеющих Ферми распределение. В «классическом» режиме генерации постоянное напряжение V_{dc} выбирается в области максимальной ОДП. Поскольку с величиной ОДП совпадает динамическая проводимость на нулевой частоте, сначала исследуем зависимость максимального ОДП на ВАХ от толщины спейсера эмиттера. На рис. 6 зависимость максимальной величины ОДП от L_E наложена на $J_p(L_E)$. Видно, что эта зависимость имеет максимумы. ОДП минимальна приблизительно при тех же толщинах спейсера, что и пиковый ток. При этом величина σ_m увеличивается гораздо больше, чем пиковый ток.

На рис. 6 цифрами обозначены точки с особенностями: нулевая толщина спейсера и экстремумы на обеих кривых. Для этих толщин спейсеров эмиттера были рассчитаны зависимости динамической проводимости от частоты генерации $\nu = 2\pi\omega$ в «классическом» режиме. Напряжение смещения V_{dc} соответствовало максимальной ОДП на вольт-амперной характеристике. Результаты представлены на рис. 7. Амплитуда внешнего поля составляла $V_{ac} = 10^{-5}$ В. Динамическая проводимость почти во всех случаях максимальна при нулевой частоте. С увеличением ν ее величина уменьшается и на некоторой предельной частоте ν_m она становится положительной,

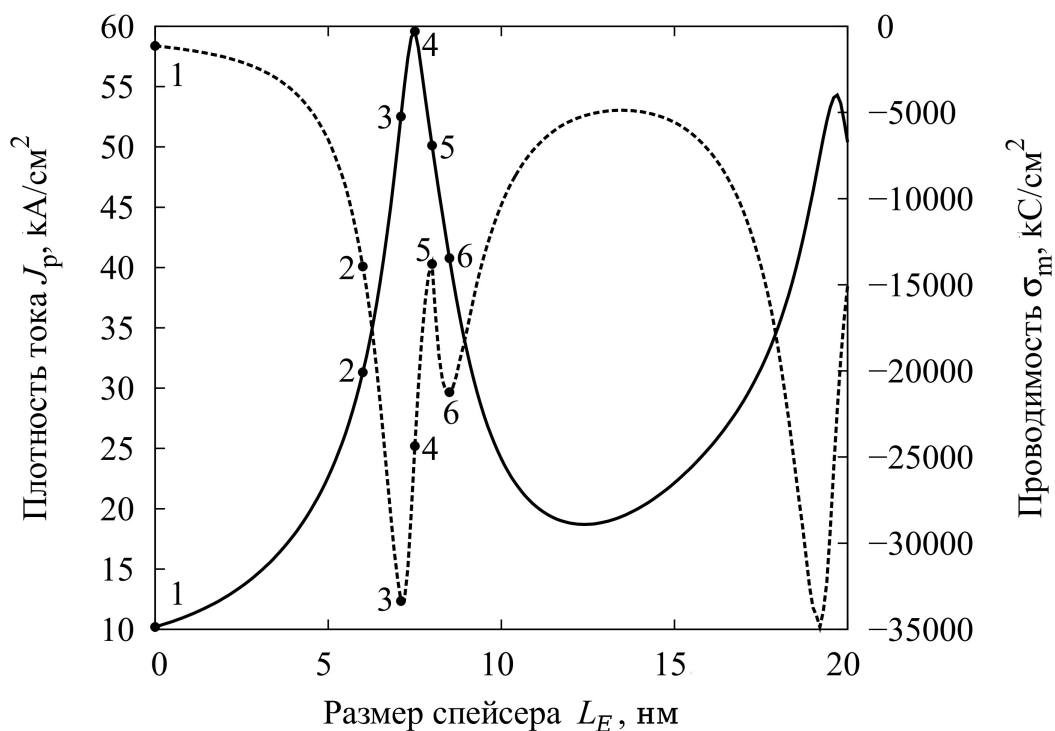


Рис. 6. Зависимость пикового тока J_p (сплошная линия) и максимальной ОДП σ_m (пунктирная линия) от толщины спейсера эмиттера L_E . Цифрами обозначены особенности на кривых: 1) $L_E = 0$; 2) $L_E = 6$ нм; 3) $L_E = 7,1$ нм; 4) $L_E = 7,5$ нм; 5) $L_E = 8$ нм; 6) $L_E = 8,5$ нм.

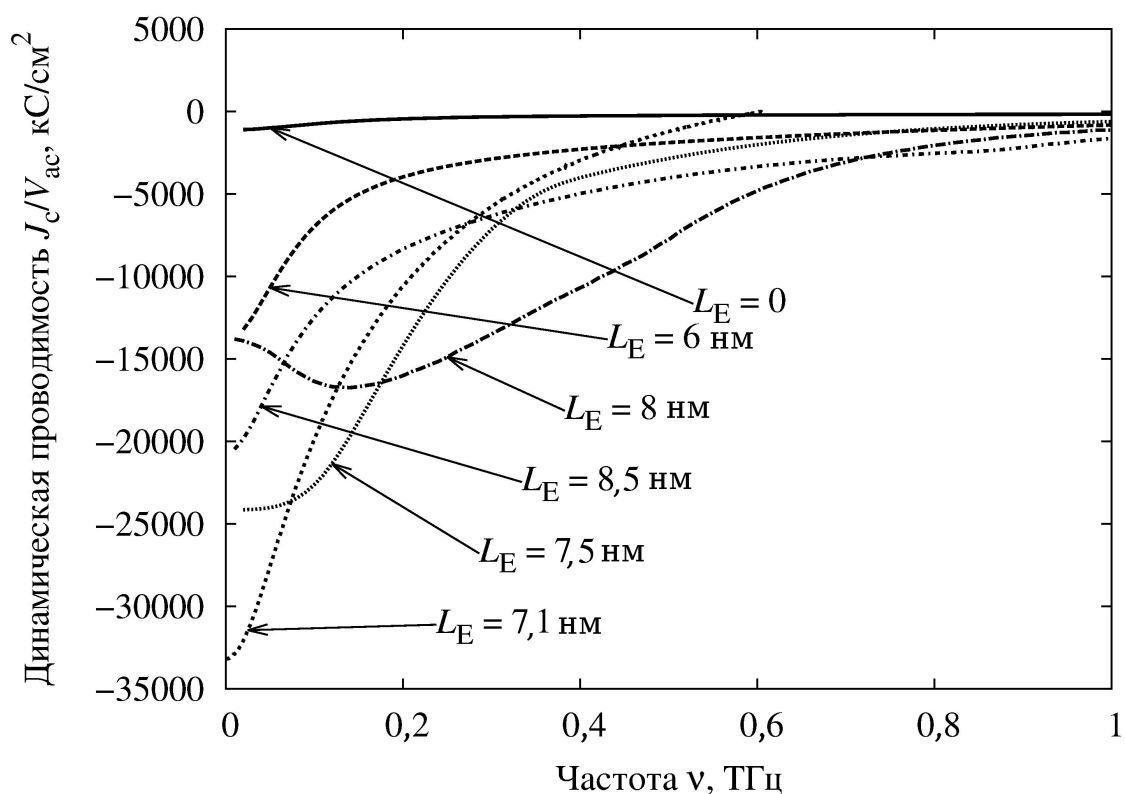


Рис. 7. Зависимость динамической проводимости J_c/V_{ac} от частоты внешнего поля $\nu = 2\pi\omega$ в «классическом» режиме генерации при различных толщинах спейсера эмиттера L_E .

т. е. пропадает возможность генерации электромагнитного поля. При $L_E = 7,1$ нм динамическая проводимость по модулю максимальна, при том же значении толщины спейсера, когда максимальная ОДП достигает минимального значения (см. рис. 6). Таким образом, подбор толщины спейсера эмиттера позволяет увеличить динамическую проводимость и отклик в 30 раз по сравнению со случаем $L_E = 0$. Кроме того, при некоторых толщинах спейсеров предельная частота генерации ν_m увеличивается в несколько раз.

В «квантовом» режиме генерации V_{dc} выбирается вне области ОДП. В нашем случае оно составляло $V_{dc} = 0,19$ В для всех толщин спейсеров. Зависимости динамической проводимости от частоты генерации в этом режиме имеют характерные минимумы на резонансных частотах ν_R . Как видно из рис. 8, величина J_c/V_{ac} на резонансной частоте сильно зависит от L_E . Она достигает своего минимального значения при $L_E = 7,5$ нм, при той же толщине спейсера, когда пиковый ток достигает своего максимального значения (см. рис. 6). Таким образом, в «квантовом» режиме генерации подбор толщины спейсера эмиттера так же позволяет существенно увеличить отклик РТД даже больше, чем в «классическом» режиме. Для рассчитываемой структуры увеличе-

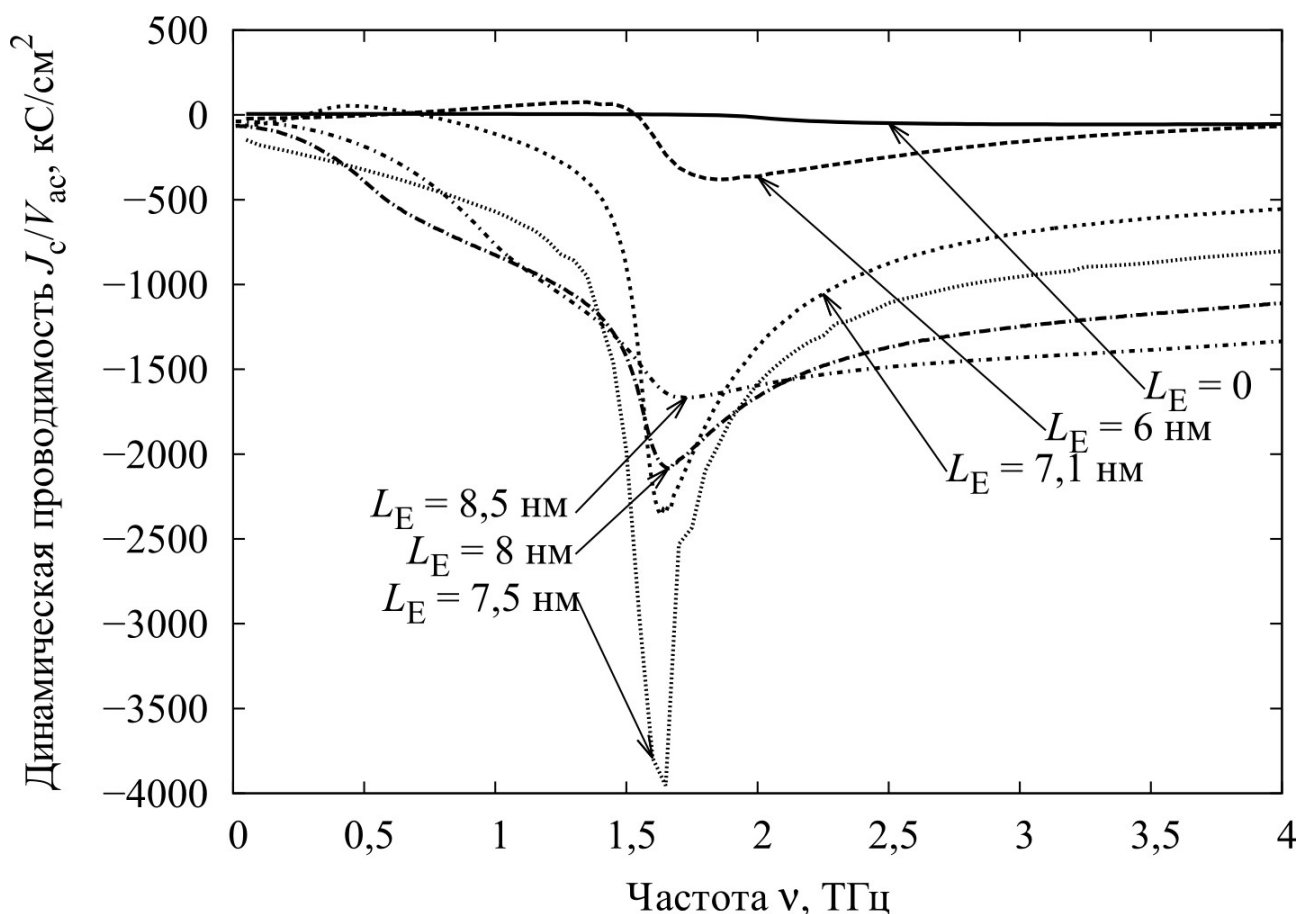


Рис. 8. Зависимость динамической проводимости J_c/V_{ac} от частоты внешнего поля $\nu = 2\pi\omega$ в «квантовом» режиме генерации при различных толщинах спейсера эмиттера L_E .

ние составило 70 раз по сравнению со случаем $L_E = 0$.

При исследовании влияния толщины спейсера коллектора L_C так же было показано, что он незначительно влияет на отклик в обоих режимах генерации РТД.

Глава 3 посвящена исследованию влияния взаимодействия между электронами на описанный в первой главе эффект увеличения пикового тока при помощи подбора толщины спейсера эмиттера. Сначала было исследовано влияние взаимодействия в модели с моноэнергетическим распределением электронов. При этом использовалось приближение локального взаимодействия, в котором потенциал межэлектронного взаимодействия записывается следующим образом:

$$V_{e-e} = G|\psi|^2,$$

где G – константа взаимодействия. Таким образом, волновая функция электронов $\psi(x)$ удовлетворяет уравнению Шредингера (1) с новым потенциалом $V(x) + V_{e-e}(x)$ и граничными условиями (2) с $\alpha = 2q$ и $\beta = 0$, описывающими электроны, подводимые слева, отраженные и ушедшие справа. В этих граничных условиях q – амплитуда подводимой к структуре волны электронов. Следовательно, потенциал взаимодействия V_{e-e} , который добавляет нелинейность в уравнение, пропорционален Gq^2 . Коэффициент прохождения электронов t вычисляется из выражения (3), разделенного на величину q^2 .

Все параметры рассчитываемой структуры аналогичны параметрам, приведенным в первой главе. Константа $G = 2 \cdot 10^{-20}$ эВ·см³ выбрана так, чтобы взаимодействие было существенным для тока накачки $q^2 = 10^{15}$ см⁻³, т. е. появился гистерезис, показанный в литературе. Явление гистерезиса на ВАХ резонансно-туннельного диода означает, что возникают два пиковых тока: в прямом направлении измерения t_{p1} и в обратном – t_{p2} . На рис. 9 изображены зависимости пиковых коэффициентов прохождения от толщины спейсера эмиттера L_E в прямом, обратном направлениях измерения и в случае отсутствия взаимодействия. Видно, что межэлектронное взаимодействие практически не влияет на пиковый коэффициент прохождения в прямом направлении измерения и несколько уменьшает его в обратном.

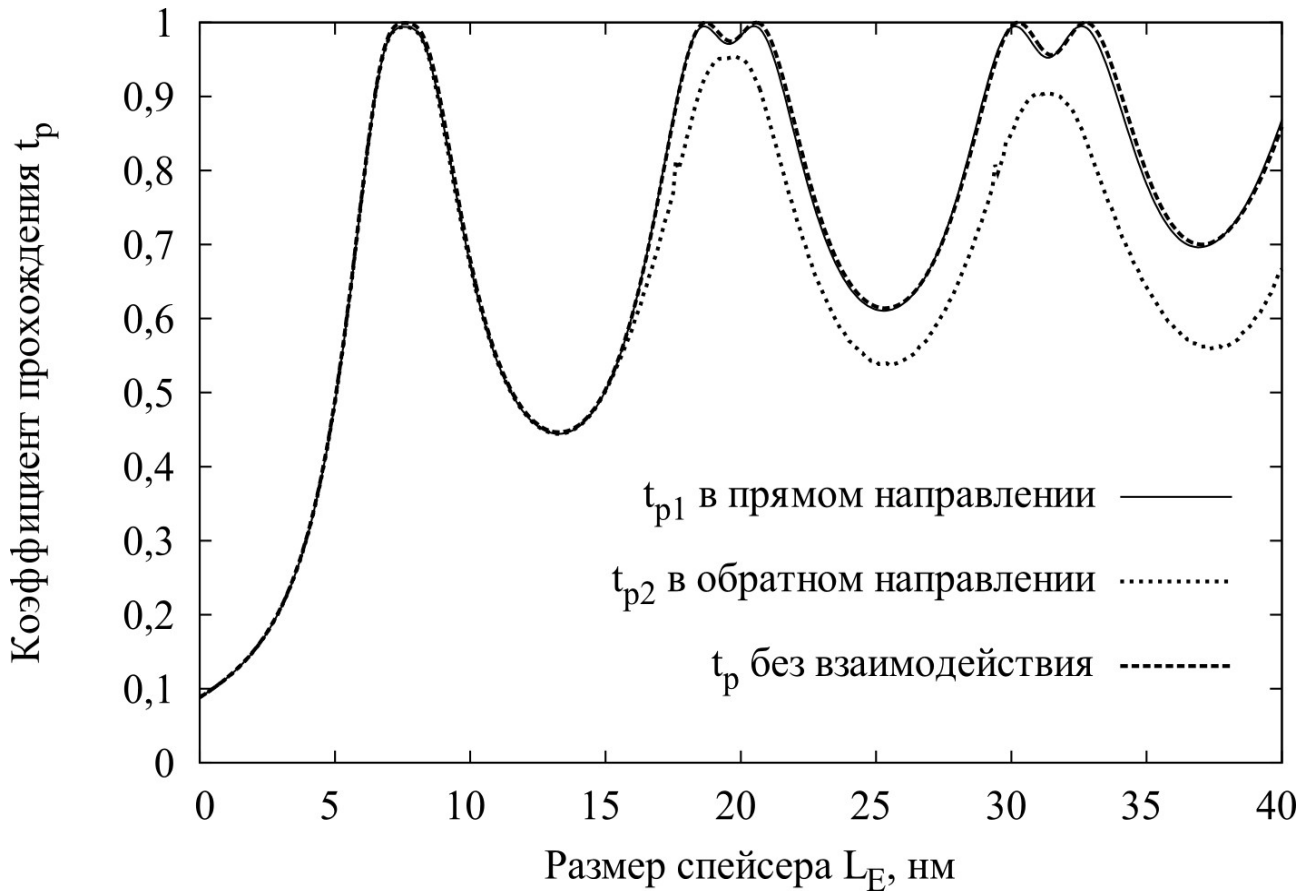


Рис. 9. Зависимости пиковых коэффициентов прохождения t_p , t_{p1} и t_{p2} от толщины спейсера эмиттера L_E .

Следующий шаг заключается в исследовании влияния взаимодействия между электронами с Ферми распределением. Это было реализовано при помощи самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Методика нахождения тока J , проходящего через структуру, аналогична методике первой главы, а сама величина J рассчитывается по формуле (4). Однако, в уравнение (1) следует добавить потенциал, учитывающий взаимодействие между электронами V_{e-e} , который удовлетворяет уравнению Пуассона:

$$\frac{\partial^2 V_{e-e}}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon \epsilon_0} (n(x) - N(x)) ,$$

где n – плотность электронов в структуре, N – плотность допирования и ϵ – диэлектрическая проницаемость среды.

Плотность электронов в структуре рассчитывается путем интегрирования квадрата модуля волновых функций по всем энергиям:

$$n(x) = \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar} \int_0^\infty \left(\frac{1}{2} E g(E) (|\psi(x, E)|^2 + |\psi_R(x, E - eV_{dc})|^2) \right) dE.$$

Здесь ψ_R – волновые функции электронов, подводимых справа. В случае с взаимодействием следует учитывать эти электроны, поскольку они вносят свой вклад в потенциальную энергию всей структуры, влияя на ток. Электроны, подводимые справа описываются граничными условиями (2) с параметрами $\alpha=0, \beta=2$. Граничные условия (2) поставлены на границах контактов L_0 (см. рис. 2). Плотность допирования в контактах составляет $N(x) = N_d$ при $x < L_0$ и $x > L - L_0$. Активная область (барьеры и квантовая яма) и спейсерные слои недопированы: $N(x) = 0$, $L_0 \leq x \leq L - L_0$. Толщина допированных контактов составляла $L_0 = 50$ нм. Влияние взаимодействия между электронами увеличивалось постепенно при помощи уменьшения диэлектрической проницаемости ϵ .

На рис. 10 изображены зависимости пикового тока J_p от L_E при различных $\epsilon = \infty; 50; 11; 3$. Из рисунка видно, что при увеличении взаимодействия между электронами (уменьшении ϵ) максимумы на зависимости $J_p(L_E)$ уменьшаются и сдвигаются в сторону больших толщин спейсерного слоя. При достаточно сильном взаи-

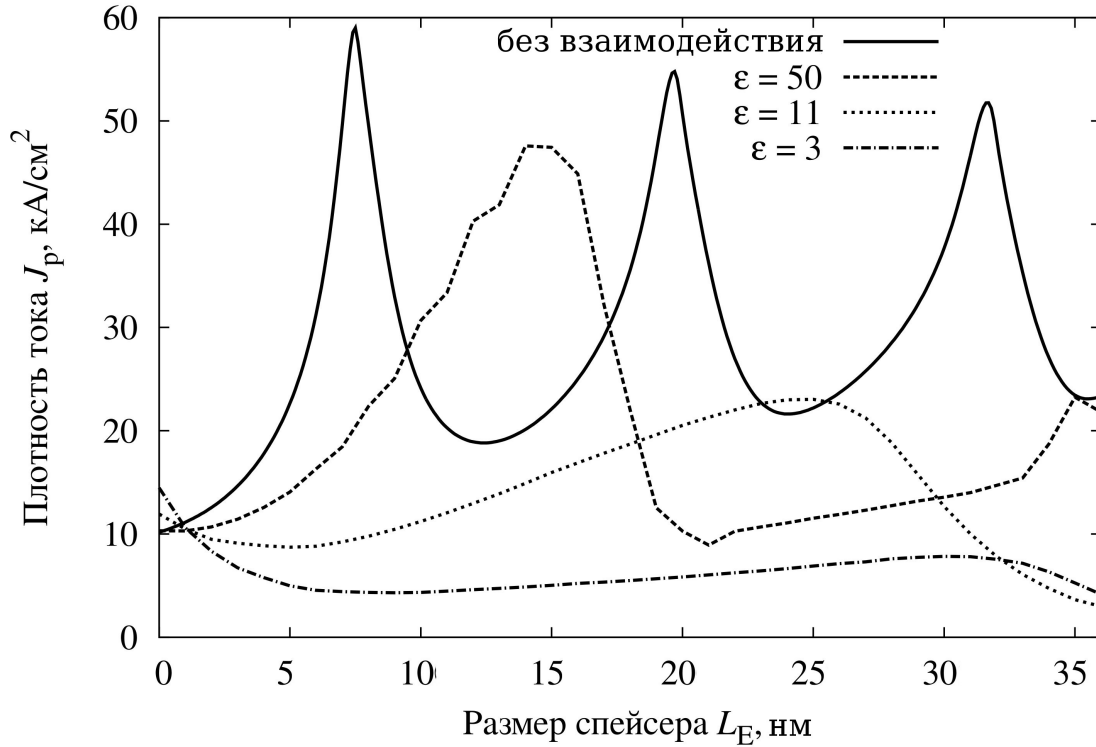


Рис. 10. Зависимости пикового тока J_p от толщины спейсера эмиттера L_E при различных диэлектрических проницаемостях ϵ .

модействии ($\varepsilon = 3$) максимум практически пропадает. Однако у реальных структур, например GaAs, диэлектрическая проницаемость соответствует 11. В этом случае остается возможность увеличить пиковый ток при помощи подбора L_E , при этом максимум величины J_p достигается при $L_E = 25$ нм. Пиковый ток при такой толщине спейсера увеличивается почти в два раза по сравнению со случаем $L_E = 0$.

Рассмотрим отдельно вольт-амперные характеристики РТД с $\varepsilon = 11$ (рис. 11). Зависимости тока от напряжения смещения имеют характерный для РТД вид. При $L_E = 25$ нм этот пик наиболее ярко выражен и пиковый ток J_p достигает своего максимального значения 23 кА/см^2 , что более чем в два раза превосходит пиковый ток при $L_E = 1$ нм. Пунктирными линиями для $L_E = 1$ нм и $L_E = 13$ нм изображены кривые с обратным ходом напряжения смещения. Они не совпадают с прямым ходом, следовательно, наблюдается гистерезис. Расчеты показали, что это явление наблюдается не для всех L_E : в интервале от 1 нм до 10 нм гистерезис пропадает, а ток J спадает достаточно плавно. Таким образом, подбор толщины спейсера эмиттера позволяет не только влиять на пиковый ток РТД, но и на присутствие и размер области гистерезиса.

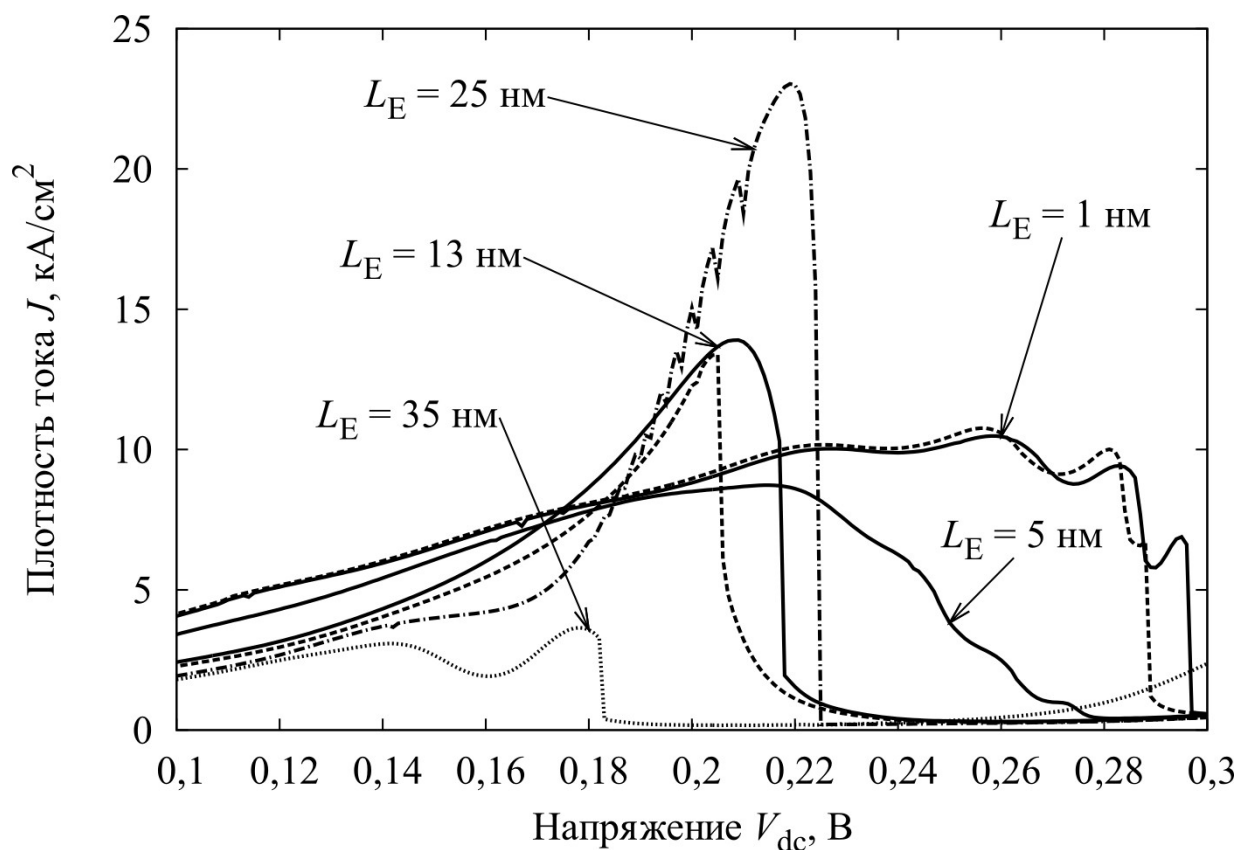


Рис. 11. Вольт-амперные характеристики с учетом межэлектронного взаимодействия для $\varepsilon = 11$ при различных толщинах спейсера эмиттера. Пунктирными линиями обозначен обратный ход напряжения V_{dc} для $L_E = 1$ нм и $L_E = 13$ нм.

В главе 4 приведены результаты исследования влияния взаимодействия между электронами на динамические характеристики двухъямных наноструктур (ДНС). Ранее в литературе был предложен еще один способ увеличения мощности и частоты генерации: использовать двухъямную наноструктуру. ДНС представляет собой две туннельно связанные квантовые ямы. Аналитически было показано, что высокочастотный отклик такой структуры значительно превышает отклик аналогичной одноямной наноструктуры (резонансно-туннельного диода). При этом приложение постоянного электрического поля позволяет плавно перестраивать частоту генерации. Кроме того, было показано, что эффективность генерации ДНС может достигать единицы, т. е. каждый подводимый электрон излучает фотон, и это подтвердило компьютерное моделирование. Однако эти результаты были получены в приближении δ -функциональных барьеров для моноэнергетического распределения электронов и без учета межэлектронного взаимодействия. В связи с этим в настоящей работе исследованы влияние взаимодействия между электронами на высокочастотный отклик и эффективность генерации ДНС, а так же структура с прямоугольными барьерами и Ферми распределением электронов при помощи самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона.

Показано, что межэлектронное взаимодействие не приводит к заметному снижению эффективности ДНС и смещению резонансной частоты, поскольку взаимодействие между электронами практически одинаково смещает расщепленные уровни. Кроме того, была показана принципиальная возможность генерации на реальной ДНС в модели с прямоугольными барьерами, Ферми-распределением электронов и межэлектронным взаимодействием. Расчеты показали, что для рассчитываемой нами структуры возможна генерация электромагнитного поля на частоте 3 ТГц, при этом межэлектронное взаимодействие так же слабо влияет на отклик.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Установлено что, зависимость пикового тока на вольт-амперной характеристике резонансно-туннельного диода от толщины спейсерного слоя эмиттера имеет осциллирующий характер. Максимумы на ней связаны с перекрытием уровня в спейсере эмиттера и резонансного уровня в квантовой яме.
2. Показано, что подбор толщины спейсера эмиттера позволяет существенно увеличить пиковый ток на вольт-амперной характеристике и отношение «пик-долина».
3. Показано, что подбор толщины спейсера эмиттера позволяет существенно увеличить отклик в «классическом» и «квантовом» режимах генерации, причем, в «квантовом» режиме отклик увеличивается намного больше, чем в «классическом».
4. Установлено, что межэлектронное взаимодействие уменьшает амплитуду осцилляций на зависимости пикового тока от толщины спейсера эмиттера; при этом, для реальных структур остается возможность повысить пиковый ток при помощи подбора толщины спейсера.
5. Показано, что толщина спейсерного слоя коллектора практически не влияет на пиковый ток и отклик резонансно-туннельного диода.
6. Установленно, что межэлектронное взаимодействие слабо влияет на эффективность генерации и резонансную частоту двухъямной наноструктуры.

Основные публикации по теме диссертации

1. В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, М. А. Ремнев. Нелинейный отклик двухъямной наноструктуры с учетом межэлектронного взаимодействия. – Физика и техника полупроводников, 2009, т. 43, вып. 2, с. 269–273.
2. В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, М. А. Ремнев. Моделирование влияния межэлектронного взаимодействия на стационарные характеристики резонансно-туннельного диода. – Известия вузов. Физика, 2009, т. 11, с. 67–72.
3. М. А. Ремнев, И. Ю. Катеев, В. Ф. Елесин. Влияние спейсерных слоев на вольт-амперные характеристики резонансно-туннельного диода. – Физики и техника полупроводников, 2010, т. 44, вып. 8, с. 1068–1073.
4. М. А. Ремнев, В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев. Влияние спейсерных слоев на высо-

- кочастотные характеристики резонансно-туннельного диода. – Ядерная физика и инжиниринг, 2010, т. 1, вып. 6, с. 560–565.
5. В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, М. А. Ремнев, М. Н. Стриханов, А. Ю. Сукочев. Теория нестационарных процессов в резонансно-туннельном диоде. – Ядерная физика и инжиниринг, 2011, т. 2, вып. 5, с. 460–471.
 6. В. Ф. Елесин, М. А. Ремнев. Влияние уровня в спейсере эмиттера на пиковый ток резонансно-туннельного диода. – Российские нанотехнологии. 2013, т. 8, вып. 3-4, с. 85–88.
 7. В. Ф. Елесин, М. А. Ремнев, И. Ю. Катеев. Компьютерное моделирование влияния спейсерных слоев на стационарные характеристики резонансно-туннельного диода. – В сб. Тез. докл. Международного форума по нанотехнологиям, г. Москва, 2008, с. 551 – 552.
 8. В. Ф. Елесин, М. А. Ремнев, И. Ю. Катеев. Компьютерное моделирование линейного отклика резонансно-туннельного диода со спейсерными слоями. – В сб. Тез. докл. Международного форума по нанотехнологиям, г. Москва, 2009, с. 207.
 9. В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, М. А. Ремнев. Компьютерное моделирование отклика двухъямных наноструктур с учетом Ферми-распределения электронов и межэлектронного взаимодействия. - В сб. трудов конференции Многомасштабное моделирование процессов и структур в нанотехнологиях, г. Москва, 2008, с. 258.
 10. М. А. Ремнев, И. Ю. Катеев, В. Ф. Елесин. Компьютерное моделирование вольт-амперных характеристик со спейсерными слоями. – В. сб. трудов конференции Многомасштабное моделирование процессов и структур в нанотехнологиях, г. Москва, 2009, с. 353.
 11. М. А. Ремнев, И. Ю. Катеев, В. Ф. Елесин. Компьютерное моделирования влияния межэлектронного взаимодействия на вольт-амперные характеристики резонансно-туннельного диода со спейсерными слоями. – В. сб. трудов конференции Многомасштабное моделирование процессов и структур в нанотехнологиях, г. Москва, 2009, с. 355.
 12. В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, М. А. Ремнев. Нелинейный отклик двухъямных наноструктур с учетом межэлектронного взаимодействия. – В сб. трудов научной

- сессии МИФИ, г. Москва, 2006, т. 4, с. 150 – 151.
13. В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, М. А. Ремнев. Линейный отклик двухъямных наноструктур с учетом Ферми-распределения электронов. – В сб. трудов научной сессии МИФИ, г. Москва, 2007, т. 4, с. 149 – 150.
14. М. А. Ремнев, И. Ю. Катеев, В. Ф. Елесин. Влияние спейсерных слоев на стационарные характеристики резонансно-туннельного диода. – В сб. трудов научной сессии НИЯУ МИФИ, г. Москва, 2009, т. 3, с. 5.
15. М. А. Ремнев, В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев. Линейный отклик резонансно-туннельного диода со спейсерными слоями. – В сб. трудов научной сессии НИЯУ МИФИ, г. Москва, 2010, т. 3, с. 42.