

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ОТКЛИК И ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ПО ЧАСТОТЕ ТЕРАГЕРЦЕВОГО УЗКОПОЛОСНОГО УСИЛЕНИЯ В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

В. В. Капаев*, Ю. В. Копаев, С. А. Савинов, В. Н. Мурзин

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 июля 2012 г.

На основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями исследованы закономерности высокочастотного отклика одно- и двухъямных резонансно-туннельных структур в постоянном электрическом поле. Детально исследованы зависимости реальной части высокочастотной проводимости от частоты (высокочастотного отклика) в структурах на основе $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ при различных значениях постоянного напряжения V_{dc} в области отрицательного дифференциального сопротивления. Показано, что перспективными для создания генераторов терагерцевого диапазона являются двухъямные трехбарьерные структуры. Наличие двух близких по энергии резонансных состояний в таких структурах приводит к резонансному по частоте отклику, частота которого определяется энергетическим расстоянием между этими уровнями и может управляться путем изменения параметров структуры. Показана принципиальная возможность реализации в таких структурах узкополосного усиления, перестройки частоты усиления и плавного управления частотой усиления (генерации) в широком диапазоне терагерцевых частот посредством варьирования прикладываемого к структуре постоянного электрического напряжения. Начиная с некоторой ширины центрального разделительного барьера в двухъямных структурах, наблюдается явление коллапса резонансов, при котором система ведет себя как одноямная. Это явление накладывает ограничение снизу на частоту генерации в трехбарьерных резонансно-туннельных структурах.

DOI: 10.7868/S0044451013030152

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка физических принципов усиления, генерации и преобразования электромагнитных волн субтерагерцевого и терагерцевого диапазонов является одной из проблем, определяющей возможности продвижения современной твердотельной электроники в сторону высоких частот и сверхвысокого быстродействия. Широко используемые элементы типа полевых транзисторов, лавинно-пролетных диодов, ганновских генераторов ограничены с высокочастотной стороны частотами порядка сотни гигагерц. Резонансно-туннельные диодные структуры (РТД), характеризующиеся чрезвычайно малыми временами переходных электронных процессов (менее 1 пс), сопоставимыми с быстродействием лучших сверх-

проводящих приборов, свободны от этого ограничения [1]. Именно на РТД достигнуты рекорды по быстродействию и получена генерация в диапазоне терагерцевых частот как с использованием резонаторов закрытого типа [2], так и с применением более эффективных в этом диапазоне резонаторных антенных систем микрополоскового типа [3–7]. Эти результаты свидетельствуют о перспективности источников генерации терагерцевого излучения на основе РТД-элементов, особенно с учетом возможности монолитной интеграции таких элементов с транзисторными и другими полупроводниковыми элементами в одном микроустройстве [8–12]. Тем не менее продвижение в сторону терагерцевых частот сталкивается со значительными трудностями, обусловленными возрастанием энергетических потерь, падением добротности резонаторных систем и рядом других факторов [1–12].

*E-mail: kapaev@sci.lebedev.ru

В этой ситуации особенное значение приобретает проблема удовлетворительного теоретического описания высокочастотных свойств РТД с целью нахождения оптимальных вариантов конфигурации, структурных и электрофизических параметров РТД-элементов, обеспечивающих наибольшую эффективность микроустройств на их основе и возможности разработки и создания эффективных усилителей, генераторов и преобразователей субтерагерцевого и терагерцевого диапазонов. Построенная в последние годы последовательная когерентная квантовая теория взаимодействия РТД с электромагнитным излучением [13–15] позволила по-новому подойти к изучению особенностей высокочастотных свойств РТД в широком частотном диапазоне, включающем как низкие частоты, соответствующие условию $\omega\tau \leq 1$ (обычный классический режим усиления и генерации, τ — время жизни), так и высокие частоты, соответствующие условию $\omega\tau > 1$ («квантовый режим» усиления и генерации), теоретически предсказанный в работе [13]. Ранее считалось, что при отклонении от резонанса, когда энергия ε эмиттерных электронов, подводимых к РТД, оказывается за пределами Γ — ширины уровня ε_r в квантовой яме РТД (ε_r — энергия уровня размерного квантования), высокочастотный отклик и мощность генерации должны быстро убывать с ростом частоты. Квантовая теория показала, что возникающий дополнительный резонанс при частотах фотонов с энергией порядка энергетического расстояния $\delta = \varepsilon - \varepsilon_r$ в условиях $\hbar\omega > \Gamma$ («квантовый режим») приводит к значительному усилению и, фактически, определяет высокочастотные свойства РТД в диапазоне субтерагерцевых и терагерцевых частот. В простейшей модели симметричной РТД с одинаковыми дельтаобразными барьерами квантовая теория [13] приводит к выражению для действительной части высокочастотной проводимости $\sigma'(\nu, \delta)$ РТД [13–15]:

$$\sigma'(\nu, \delta) = (-1) \frac{(eun)\Gamma^2\delta}{2[\Gamma^2 + (\delta + \hbar\nu)^2][\Gamma^2 + (\delta - \hbar\nu)^2]}. \quad (1)$$

Здесь e — величина заряда электрона, u и n — скорость и число электронов с энергией ε , попадающих из эмиттера в структуру за единицу времени (eun — поток электронов). Высокочастотный отклик определяется величиной действительной части высокочастотной проводимости $\sigma'(\nu, \delta)$, деленной на поток подводимых к РТД-электронов. Энергетическая полуширина резонансного уровня Γ с учетом конечности высоты и ширины барьеров вычислена в работе [16], для барьеров большой мощности выражение для Γ сводится к соответствующему выраже-

нию для ширины резонансного уровня, полученному в работах [13–15] для дельта-барьеров. Теоретическое описание высокочастотного отклика в двухъямной РТД намного сложнее, и решения в общем случае имеют сложный интегральный вид [17]. В работе [17] подробно проанализирован наиболее важный в практическом отношении случай, при котором $\varepsilon = \varepsilon_{r1}$, т. е. когда энергия электрона в эмиттерной части РТД находится в резонансе с уровнем размерного квантования ε_{r1} первой из ям. В работе [18] рассмотрены симметричные свойства и закономерности высокочастотного отклика в одноямных и двухъямных РТД и показано, что одной из причин экспериментально наблюдаемой недостаточно высокой эффективности одноямных РТД является наличие симметрии высокочастотного отклика. Величина отклика РТД (1) меняет знак в зависимости от знака $\delta = \varepsilon - \varepsilon_r$ и имеет одинаковые по модулю амплитуды в экстремумах, что приводит к компенсации процессов усиления и поглощения на одной и той же частоте и значительно снижает результирующую величину высокочастотного отклика и эффективность в случае реальных РТД, характеризующихся фермиевским распределением носителей заряда в эмиттерной части структуры. Показано, что наличие второго резонансного уровня в двухъямных РТД приводит к нарушению симметрии высокочастотного отклика и возникновению эффекта энергетической фильтрации, выделяющей из всего ансамбля электронов в эмиттерной части ДНС только некоторую часть электронов, активно взаимодействующих с внешним СВЧ-полем [18]. Эти особенности, предполагающие не только повышение коэффициента усиления, но и возможность реализации узкополосного усиления и плавного управления частотой узкополосного усиления в двухъямных РТД посредством варьирования постоянного электрического поля, выделяют эти структуры из всего набора наноструктур и расширяют перспективы применения РТД-усилителей и генераторов в субтерагерцевом и терагерцевом частотных диапазонах.

Все эти выводы, на самом деле, не являются достаточно обоснованными, поскольку получены в рамках теорий, не учитывающих влияния постоянного электрического поля, прикладываемого к РТД и определяющего, как показано ниже, выбор рабочей точки и в целом высокочастотные свойства РТД. Кроме того, необходим учет распределения электронов по энергиям в предбарьерных частях структуры (эмиттере и коллекторе). Для анализа и понимания закономерностей высокочастотного отклика в реальных РТД с распределенными по энер-

гии электронами в эмиттерной части структуры необходимо использование квантовой теории, учитывающей процессы взаимодействия электронной подсистемы РТД с высокочастотным полем в присутствии постоянного электрического поля.

Настоящая работа как раз и посвящена этой проблеме. На основе построенной физико-математической модели, учитывающей влияние постоянного электрического поля, в рамках численного решения нестационарного уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями проведен анализ особенностей резонансного туннелирования и высокочастотного отклика для двухбарьерных (одноямных) и трехбарьерных (двухъямных) РТД-наноструктур с симметричными и несимметричными барьерами конечной ширины и высоты в широком диапазоне гигагерцевых, субтерагерцевых и терагерцевых частот. В качестве объектов исследования выбраны РТД-структуры на основе соединений $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$, в которых реализованы наилучшие резонансные свойства и достигнуты рекордные частоты генерации в области частот порядка и выше 1 ТГц [3–7].

2. ТЕОРИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ОТКЛИКА В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

С целью упрощения расчетной схемы мы ограничимся рассмотрением только активной области структуры, содержащей барьеры и квантовую яму. В реальных структурах внешнее поле (как постоянное, так и переменное) распространяется и на прилегающие области эмиттера и коллектора. Учет этого качественно не меняет поведение системы и фактически приводит только к сдвигу вольтамперной характеристики по напряжению V_{dc} в область более высоких V_{dc} . Под V_{dc} и V_{ac} далее будем понимать часть внешнего напряжения, приходящуюся на активную область структуры. В силу большой концентрации электронов в контактных областях основная доля напряжения приходится на нелегированную активную область, т. е. отмеченные выше сдвиги невелики и наше описание близко к реальному.

Оценим величину переменного поля в контактных областях. Используемая при расчетах концентрация электронов в контактных областях $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В реальных условиях эксперимента она бывает и еще больше. Плазменная частота $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m^*}$ при $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ равна $2.8 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$

($\nu_p = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$), т. е. рассматриваемый нами диапазон частот (порядка и меньше нескольких ТГц) расположен ниже ν_p . Формальные оценки глубины проникновения с использованием модели Друде для диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 + 4\pi i \sigma / \omega$, где $\sigma = \sigma_0 / (1 - i\omega\tau)$ (σ_0 — статическая проводимость, τ — время релаксации) дают глубину проникновения порядка 1 мкм. Существенно, однако, что величина диэлектрической проницаемости ε_c в контактных областях ($|\varepsilon_c| \sim 2000$ при $\nu = 10^{12} \text{ с}^{-1}$) оказывается намного больше величины $\varepsilon_0 \sim 10$ в рассматриваемой нами нелегированной активной области. Для нормальных компонент электрического поля должно выполняться граничное условие $\varepsilon_c E_c = \varepsilon_0 E$ (E_c — поле в контактах, E — в нелегированной области) и в силу условия $|\varepsilon_c| \gg \varepsilon_0$ получается $E_c \ll E$. Таким образом, для частот $\nu < \nu_c$, где значение ν_c в несколько раз меньше плазменной частоты ν_p в контактах, полем E_c в контактных областях можно пренебречь и считать, что и для переменного поля контакты практически являются эквипотенциальными.

Мы будем решать задачу линейного отклика, т. е. считать V_{ac} малым и вычислять величину $\sigma' \sim J_{ac} / V_{ac}$ (J_{ac} — переменная составляющая тока), которая от V_{ac} вовсе не зависит. Кроме того, будем пренебрегать влиянием накопления заряда в квантовой яме под действием постоянного напряжения и его перераспределением под действием переменного поля. Для узких барьеров (именно такие рассматриваются в нашей задаче) концентрация электронов в яме оказывается малой, эффект перераспределения концентрации в яме несуществен и можно ограничиться решением только уравнения Шредингера.

Для определения отклика резонансно-туннельной структуры, состоящей из одной или нескольких квантовых ям, на воздействие переменного поля $V_{ac}(x, t)$ необходимо решить нестационарное уравнение Шредингера с учетом приложенного к структуре постоянного электрического поля:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \left(\frac{1}{m(x)} \right) \nabla \Psi + [U_c(x) + eV_{dc}(x) + eV_{ac}(x, t)] \Psi(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

m — эффективная масса электрона в структуре (фактически, разная в яме и барьерах), $U_c(x)$ — потенциальный профиль дна зоны проводимости РТД, $eV_{dc}(x)$ — изменение потенциала под действием постоянного напряжения V_{dc} , прикладываемого к структуре, $eV_{ac}(x, t)$ — потенциал внешнего переменного электрического поля, характеризующегося

амплитудой V_0 и частотой ω . В работе анализируются два типа РТД-наноструктур — с одной квантовой ямой и двумя барьерами и с двумя квантовыми ямами и тремя барьерами. Поскольку потенциал меняется только вдоль одной координаты (x), $\Psi(\mathbf{r}, t)$ можно представить в виде произведения

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(x, t) \exp(ik_z y + ik_y z). \quad (3)$$

Тогда для функции $\psi(x, t)$ уравнение Шредингера (2) принимает вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{m(x)} \right) \frac{\partial \psi}{\partial x} + [U_c(x) + eV_{dc}(x) + eV_{ac}(x, t)] \psi(x, t). \quad (4)$$

Структура РТД представляет собой открытую систему. Уравнение (4) позволяет определить волновые функции внутри структуры и вне ее в условиях заданного потока электронов, налетающих на границу РТД-электронов. Для не слишком быстрых изменений потенциала $V_{ac}(t)$ волновую функцию в области эмиттера и коллектора можно представить в виде падающей и отраженной плоских волн с волновым вектором k , определяемым энергией ε падающего на структуру электрона. В этом случае на эмиттерной $x = 0$ и на коллекторной $x = L$ границах можно поставить замкнутые граничные условия:

$$\begin{cases} \psi(0, t) + \frac{1}{ik_L} \frac{\partial \psi(0, t)}{\partial x} = 2 \exp\left(-\frac{i\varepsilon t}{\hbar}\right), \\ \psi(L, t) - \frac{1}{ik_R} \frac{\partial \psi(L, t)}{\partial x} = 0, \end{cases} \quad (5)$$

где $k_L = \sqrt{2m_L\varepsilon/\hbar^2}$ и $k_R = \sqrt{2m_R(\varepsilon + V)/\hbar^2}$ — волновые векторы электрона слева и справа от структуры, V — суммарный потенциал коллектора, а m_L и m_R — эффективные массы электрона соответственно в эмиттерной и в коллекторной областях РТД, ε — x -компонента энергии электрона, налетающего на РТД. Данные граничные условия описывают попадающий из эмиттера на РТД поток электронов с единичной амплитудой, его отражение и уход в область $x > L$ коллектора.

Аналогично формулируется задача для электронов, попадающих из коллектора. В этом случае граничное условие имеет вид

$$\begin{cases} \psi(0, t) + \frac{1}{ik_L} \frac{\partial \psi(0, t)}{\partial x} = 0, \\ \psi(L, t) - \frac{1}{ik_R} \frac{\partial \psi(L, t)}{\partial x} = 2 \exp\left(-\frac{i(\varepsilon + V)t}{\hbar}\right) 0. \end{cases} \quad (6)$$

Условия (5), (6) являются простейшим видом открытых граничных условий, предложенным для описания отклика во времени, на переменное поле в работе [13]. Более общий вид граничных условий для открытых систем представлен в работах [19, 20].

Для периодического воздействия в установившемся режиме продуктивным оказывается использование метода, основанного на теореме Флоке, позволяющего свести решение временного уравнения Шредингера к решению стационарной задачи [21–23].

В качестве начального условия при решении уравнения (4) используем решение стационарного уравнения при $V_{ac} = 0$.

Определяя таким способом $\psi(x, t, \varepsilon)$, вычисляем распределение тока $j(x, t, \varepsilon)$ в структуре и приведенный ток для электронов, падающих из эмиттера:

$$I(t) = \frac{e}{2\pi\hbar} \int_0^\infty D(\varepsilon, t) q(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (7)$$

где

$$D(\varepsilon, t) = \frac{1}{k_L} \frac{1}{L} \int_0^L dx \times \left\{ \psi^*(x, t) \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial x} - \psi(x, t) \frac{\partial \psi^*(x, t)}{\partial x} \right\}, \quad (8)$$

$q(\varepsilon)$ — плотность потока электронов данной энергии, налетающих на границы РТД. В случае равновесного фермиевского распределения электронов в эмиттере

$$q(\varepsilon) = \frac{m_L k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{E_F - \varepsilon}{k_B T}\right) \right], \quad (9)$$

где T — температура, E_F — энергия Ферми, определяемая концентрацией примеси в эмиттерной области из условия электронейтральности (омический контакт). Величина $D(\varepsilon, t)$ является аналогом коэффициента электронной прозрачности РТД в стационарном случае. Аналогично записываются соотношения для тока из коллектора.

Далее рассматриваем отклик электронной системы РТД на гармоническое воздействие переменного электрического поля, записываемого в виде

$$V_{ac}(x, t) = \frac{V_0 x}{L} \sin \omega t. \quad (10)$$

Использование такой зависимости дает некоторое преимущество при численном решении по сравнению с традиционной временной зависимостью

$V_{ac}(x, t) = V_0 x \cos \omega t$, благодаря отсутствию скачка при $t = 0$. В результате, процесс включения становится близким к адиабатическому, и требуется меньшее время для достижения процесса установления, когда функция $I(t)$ становится периодической.

Под воздействием переменного электрического поля в РТД возникают активный J_a , т. е. синфазный с внешним полем, и реактивный J_r токи поляризации. Активный ток (усиление) рассчитываем через электрический ток $I(t)$ с помощью формулы

$$J_a(\omega, V_0) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt I(t) \sin \omega t, \quad (11)$$

а реактивный — с помощью формулы

$$J_r(\omega, V_0) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt I(t) \cos \omega t. \quad (12)$$

Интегрирование в формулах (11), (12) проводится по периоду воздействия после достижения режима установления, т. е. режима, когда $I(t)$ становится периодической функцией. Все рассмотрение осуществляется в рамках линейной теории в пределе малой амплитуды V_0 внешнего переменного электрического СВЧ-поля.

Численное решение уравнений проводилось с использованием метода конечных разностей. Для большей общности использовалась схема с неравномерным шагом по координате [24]. Сеточные уравнения получались из уравнения баланса. При решении уравнения (4) были использованы шестигранный шаблон и неявная схема аппроксимации. Параметры расчетной схемы выбирались из условия сходимости результатов. В результате тестовых расчетов стационарного случая и сравнения с результатами, получаемыми методом матрицы переноса, показано, что шаг по координате должен быть порядка одного ангстрема. Шаг по времени при вычислении в условиях установившегося режима должен составлять $1/50$ – $1/100$ от периода воздействия в интервале частот $\nu = (\omega/2\pi) = (10^{10}$ – $10^{13})$ Гц.

Количественной мерой высокочастотного отклика на периодическое воздействие с частотой ν служат действительная $\sigma'(\nu)$ и мнимая $\sigma''(\nu)$ части высокочастотной проводимости, определяемые из численного тока поляризации

$$\sigma' = J_a/V_0, \quad \sigma'' = J_r/V_0. \quad (13)$$

Величины σ' и σ'' учитывают вклад всех электронов в эмиттере и коллекторе в соответствии с фермиевским распределением.

Для выявления физики процессов полезно проследить зависимость от энергии парциального вклада $j_a(\varepsilon)$ в σ' отдельного электрона с энергией ε , определяемого из соотношения

$$\sigma' = \int_0^\infty j_a(\varepsilon) q(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (14)$$

Величина j_a является решением задачи для одного электрона с энергией ε .

В низкочастотном пределе $\nu \rightarrow 0$ величина $\sigma'(\nu)$ выражается через статическую дифференциальную проводимость:

$$\sigma' = \frac{\partial I}{\partial V_{dc}}. \quad (15)$$

Сопоставление расчетного значения с формулой (15) позволяет дополнительно контролировать точность численного метода.

В качестве объектов исследования выбраны РТД на основе полупроводниковых соединений $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ с узкими квантовыми ямами и предельно узкими барьерами. Выбор таких структур и чистого AlAs в качестве барьеров обусловлен тем, что именно в структурах такого типа получены наилучшие результаты по реализации генерации в области терагерцевых частот [3–6]. При расчетах стационарных и высокочастотных свойств двухбарьерных (одномыных) и трехбарьерных (двухъямных) РТД на основе соединений $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ использовались следующие параметры: эффективная масса электронов в яме $m_w = 0.041m_0$, скачок зоны проводимости ΔE_c на границах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$, равный 1.2 эВ. Далее будем обозначать конфигурации РТД ($a/b/c$) и ($a/b/c/d/e$), где величины ширины квантовых ям обозначены жирным шрифтом, величины ширины барьеров — обычным шрифтом. Используемые при расчетах значения энергии Ферми соответствовали концентрациям 1 – $3 \cdot 10^{18}$ см^{-3} электронов в эмиттере РТД. Вопрос о значении эффективной массы m_b в барьере не однозначен. Если взять для примера РТД-структуру (14/45/14), то экспериментально измеренное значение плотности тока в пике ВАХ порядка 10^6 А/см^2 [5]. Расчет статической вольтамперной характеристики с учетом различия масс в яме и барьере ($m_b = 0.15m_0$) дает значительно меньшее значение плотности тока (почти на порядок величины). Поэтому при дальнейших расчетах воспользуемся приемом согласования расчетных и экспериментальных результатов путем изменения величины эффективной массы в барьере.

Уменьшение массы электрона приводит к увеличению тока за счет увеличения ширины Γ резонанса в электронном пропускании. В дальнейших расчетах будем использовать единую эффективную массу для ям и барьеров (m_w), как это делается во многих работах [13–15].

3. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ОТКЛИК ОДНОЯМНЫХ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДНЫХ НАНОСТРУКТУР В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

С использованием описанной методики расчетов в широком диапазоне частот проанализированы высокочастотные характеристики одноямных резонансно-туннельных наноструктур $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ с симметричными и несимметричными барьерами конечной ширины и высоты. На рис. 1 и 2 приведены результаты расчетов стационарных вольтамперных характеристик и высокочастотного отклика для одноямной РТД-структуры (14/45/14) с фермиевским распределением электронов в эмиттере и коллекторе, позволяющие судить об особенностях ВАХ и высокочастотного отклика при наложении на структуру постоянного электрического поля. Эти данные получены при значении энергии Ферми $E_F = 0.1$ эВ, соответствующей концентрации электронов в контактных областях $1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при температуре 300 К.

На рис. 1а представлены рассчитанная статическая вольтамперная характеристика $I(V_{dc})$ и ее производная по напряжению dI/dV_{dc} . Кривые рисунка позволяют определить область напряжений, в которой наблюдаются отрицательные значения σ' , соответствующие усилению (генерации) при низких и высоких частотах. На рис. 1б приведены зависимости энергии резонансного уровня ε_r и величины электронного пропускания в максимуме $D_{max}(V_{dc})$ от напряжения, позволяющие соотнести особенности ВАХ с особенностями энергетических характеристик РТД. В соответствии с этим можно выделить несколько особенно важных точек напряжения V_{dc} : 1 — $V_1 = 0$, 2 — $V_2 = 0.24$ (резонансный уровень совпадает с положением уровня Ферми в эмиттере), $V_3 = 0.357$ (соответствует максимуму тока статической ВАХ), $V_4 = 0.421$ (соответствует максимуму модуля производной dI/dV_{dc}), $V_c = 0.432$ (резонансное состояние совпадает с уровнем дна зоны в эмиттере). Данные об изменении с ростом напряжения энергии резонансного уровня ε_r определялись по положению максимума ε_{rD} электронного пропускания

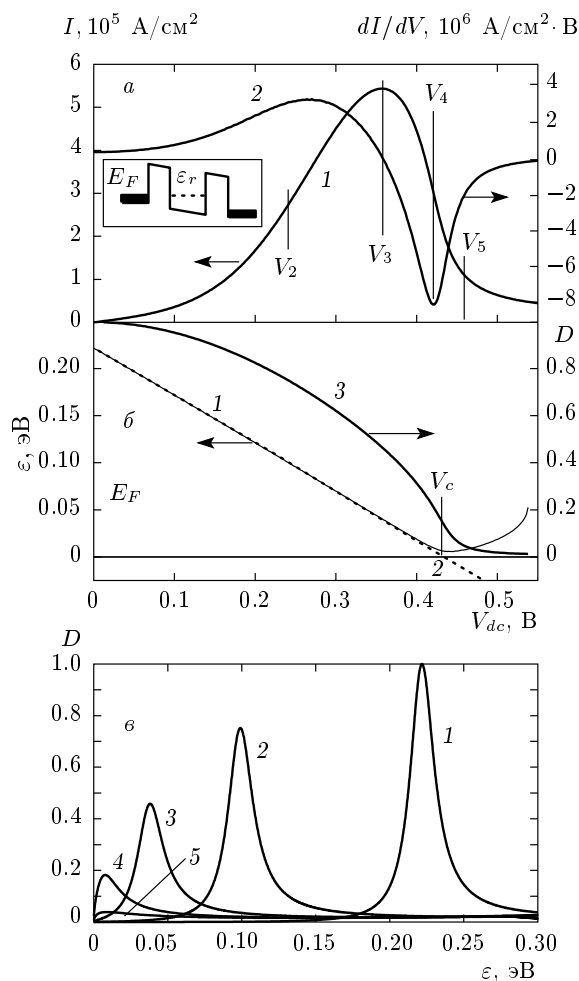


Рис. 1. а) Рассчитанные ВАХ (кривая 1) и зависимость первой производной тока по напряжению dI/dV_{dc} (кривая 2), вертикальными линиями отмечены характерные значения V_{dc} , на вставке — схема исследуемой структуры. б) Зависимости энергии резонансного уровня, определяемой по положению максимума ε_{rD} электронного пропускания (кривая 1) и по положению максимума волновой функции в яме ε_{rw} при падении электронов справа (кривая 2), изменение величины электронного пропускания в максимуме с ростом напряжения (кривая 3). в) Зависимости электронного пропускания D от энергии ε падающего электрона для характерных значений напряжения V_{dc} : 1 — $V_1 = 0$; 2 — $V_2 = 0.24$ В (резонансный уровень совпадает с положением уровня Ферми в эмиттере); 3 — $V_3 = 0.357$ В (соответствует максимуму тока статической ВАХ); 4 — $V_4 = 0.421$ В (соответствует максимуму модуля производной dI/dV_{dc}); 5 — $V_5 = 0.460$ В (при этом напряжении резонансное состояние оказывается ниже дна зоны в эмиттере), рассчитанные для РТД-структуры 14/45/14 с фермиевским распределением электронов в эмиттере и коллекторе ($E_F = 100$ мэВ)

(кривая 1) и по положению максимума волновой функции в яме ε_{rw} — при падении электронов справа от структуры (кривая 2). На рис. 1в показано, как с ростом постоянного напряжения изменяется электронное пропускание $D(\varepsilon)$ в РТД.

Как отмечалось выше, рассчитанные статические ВАХ удовлетворительно описывают наблюдаемые экспериментально [5]. Величина энергии резонансного уровня ε_r , как можно видеть на рис. 1б, при малых напряжениях линейно падает с напряжением V_{dc} . При этом значения ε_{rD} и ε_{rw} , определяемые по максимуму пропускания и максимуму волновой функции в яме, совпадают.

При приближении ε_r к дну зоны эмиттера значения ε_{rD} и ε_{rw} расходятся: ε_{rw} (кривая 2) продолжает падать линейно с напряжением V_{dc} , проходя через нуль, и это состояние не дает прямого вклада в пропускание в области положительных энергий. Величина ε_{rD} (кривая 1), напротив, в области напряжений, при которых энергия резонансного уровня ε_{rw} оказывается ниже дна зоны проводимости эмиттера, начинает увеличиваться с ростом V_{dc} . В этой области напряжений пропускание $D(V_{dc})$ в максимуме полосы пропускания уменьшается по величине с ростом V_{dc} , и при $V_{dc} \approx 0.54$ В максимум в $D(\varepsilon)$ исчезает (максимум сливается с минимумом, образуется точка перегиба). Такое поведение является аналогом явления, рассмотренного в работах [25, 26] при описании резонансных состояний в симметричных структурах, обусловленного взаимодействием локализованных состояний с состояниями непрерывного спектра (при некоторых параметрах структуры одновременно существуют локализованное состояние и состояние, соответствующее максимуму пропускания). В нашем случае сосуществуют состояния, одно из которых соответствует максимуму волновой функции в яме с энергией ниже дна зоны проводимости эмиттера, а другое — распространяющимся состоянием с положительной энергией. Как будет показано ниже, такое поведение приводит к особенностям высокочастотного отклика, поскольку в некотором интервале напряжений существуют два выделенных состояния, переходы между которыми могут приводить к возможности генерации на частоте $\varepsilon_{rD} - \varepsilon_{rw}$.

Как видно на рис. 1, область отрицательной дифференциальной проводимости (ОДС) начинается при напряжении $V_{dc} = V_3$, при этом величина $\varepsilon_r = 0.04$ эВ, т. е. составляет менее половины E_F , пропускание в максимуме равно примерно 0.5 и быстро убывает с ростом напряжения.

Как следует из рис. 1в, с ростом напряжения

вплоть до значений порядка V_c полуширина Γ кривых $D(\varepsilon)$ практически не изменяется (в нашем случае $\Gamma \sim 20$ мэВ), и область ОДС ВАХ формируется в результате конкуренции растущего с уменьшением ε_r вклада от функции плотности состояний (9) (при $T = 0$ величина $q \sim E_F - \varepsilon_r$) и падающего вклада от зависимости $D(V_{dc})$. В области $V_{dc} > V_c$ кривая $D(\varepsilon)$ сильно уширяется, становится асимметричной, величина Γ возрастает (см. кривую 5 на рис. 1в).

Прежде чем перейти к обсуждению результатов по высокочастотному отклику, отметим известный, но важный для понимания высокочастотных свойств РТД факт, касающийся поведения электронной прозрачности РТД в постоянном электрическом поле. Как видно на рис. 1в, электронная прозрачность падает с ростом напряжения, причем наибольшая скорость изменения как раз соответствует области ОДС. Она уменьшается до значений порядка 0.2 при напряжении V_4 , соответствующем максимуму низкочастотного отклика (см. (15)), и далее медленно стремится к нулю при напряжениях выше 0.43 В, соответствующего пересечению резонансного уровня РТД с дном зоны проводимости в эмиттерной части структуры. В этой области напряжений уровень $\varepsilon_{rw} < 0$ (кривая 2 на рис. 1б) оказывается при энергиях, близких к состояниям непрерывного спектра, взаимодействие с которыми приводит к формированию размытой полосы электронного пропускания при $\varepsilon > 0$.

На рис. 2 представлены зависимости действительной части высокочастотной проводимости $\sigma'(\nu)$ от частоты при различных значениях постоянного напряжения V_{dc} в наиболее интересном с точки зрения высокочастотного отклика интервале напряжений в области ОДС. Можно сразу же отметить, что полученные результаты заметным образом отличаются от результатов приближенных теоретических моделей [13, 14] и свидетельствуют о существенном влиянии постоянного электрического поля на высокочастотные свойства РТД.

В рассчитанных кривых $\sigma'(\nu)$ заметно проявляются оба механизма усиления: как классический механизм усиления, определяющий высокочастотные свойства РТД в области низких частот с максимумом при нулевой частоте, так и квантовый механизм усиления, характеризующийся наличием заметного максимума в области высоких частот. Однако эта особенность выражена достаточно слабо из-за малой толщины барьеров и относительно большой квантовой ширины Γ резонансного уровня (порядка 20 мэВ), приводящих к размытию высокочастотного отклика в областях как низких, так и высоких

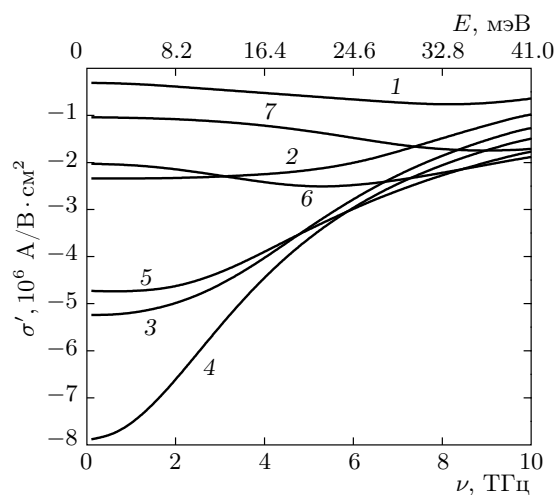


Рис. 2. Зависимости высокочастотного отклика — действительной части высокочастотной проводимости σ' от частоты ν при значениях постоянного напряжения V_{dc} : 1 — 0.36 В, 2 — 0.38 В, 3 — 0.40 В, 4 — 0.42 В, 5 — 0.44 В, 6 — 0.46 В, 7 — 0.48 В для РТД-структуры 14/45/14 с фермиевским распределением электронов в эмиттере и коллекторе ($E_F = 100$ мэВ)

частот.

При низкой частоте поведение $\sigma'(V_{dc})$ точно соответствует зависимости производной dI/dV_{dc} статической проводимости от напряжения (см. рис. 1). Максимум высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ достигается при $V_{dc} = 0.42$ В, т. е. вблизи максимума dI/dV_{dc} , и составляет $7.9 \cdot 10^6$ А/В·см². Можно констатировать, что для данных РТД-структур с большой шириной резонансного уровня (20 мэВ) реализуется в основном смешанный квантово-классический режим усиления с максимумом при низкой частоте. При значениях V_{dc} выше 0.44 В проявляется квантовый режим с максимумом $|\sigma'|$ при конечной частоте. С ростом напряжения максимум смещается в высокочастотную область, значения в максимуме падают. Значительного увеличения высокочастотного отклика σ' в квантовом режиме по сравнению с классическим режимом в случае РТД-структур с тонкими барьерами не происходит. Это объясняется, в основном, малой величиной электронной прозрачности при больших напряжениях (см. рис. 1). Итоговый результат: при использовании таких структур в широком диапазоне частот вплоть до терагерцевых интервал рабочих напряжений соответствует классическому режиму.

Следует отметить следующие особенности высокочастотного отклика: слабый максимум усиления

($\sigma' < 0$) имеется как при напряжениях V_{dc} , меньших значения $V_4 = 0.042$ В, соответствующего максимуму $|dI/dV_{dc}|$ (кривая 1 на рис. 2) — но в области ОДС, так и при напряжениях, больших V_4 (кривые 6 и 7 на рис. 2). Механизмы их формирования различны. В первом случае начальный рост $|\sigma'(\nu)|$ с увеличением частоты обусловлен быстрым уменьшением вклада от положительной волны парциального тока поляризации $j_a(\varepsilon)$ из-за близости энергии резонансного уровня к энергии дна зоны в эмиттере (см. рис. 3б). Во втором случае — ростом максимального значения отрицательной волны парциального тока поляризации $j_a(\varepsilon)$ при квантовом режиме (рис. 3г). Уменьшение $|\sigma'(\nu)|$ на высоких частотах в обоих случаях обусловлено убыванием $D(\varepsilon)$ с ростом ε и подавлением вклада при высоких энергиях фактором $q(\varepsilon)$.

3.1. Закономерности высокочастотного отклика в одноянных РТД в приближении моноэнергетического пучка электронов в эмиттере

Для понимания характера зависимостей высокочастотной проводимости $\sigma'(\nu)$ и закономерностей высокочастотного отклика в реальных РТД с фермиевским распределением электронов в эмиттере полезно рассмотреть зависимости парциальных токов поляризации $j_a(\varepsilon)$ от энергии налетающего электрона (14). На рис. 3 представлены такие зависимости от энергии налетающего электрона, рассчитанные для РТД-структуры (14/45/14) для набора напряжений V_{dc} при разных значениях частоты воздействия внешнего периодического электрического поля.

Как следует из приведенных данных, при нулевом смещении $V_{dc} = 0$ (рис. 3а) зависимости $j_a(\varepsilon)$ близки к полученным приближенным методом [13, 18]. Высокочастотный отклик в зависимости от энергии ε моноэнергетических электронов в нулевом постоянном электрическом поле имеет вид хорошо выраженной полосы с шириной, определяемой шириной резонансного уровня (порядка 20 мэВ). Как и в приближенных теориях, проявляется симметрия высокочастотного отклика. В точке резонанса высокочастотный отклик равен нулю (при низких частотах), а при сдвиге $\delta = \varepsilon - \varepsilon_r$ от резонанса в сторону больших $\varepsilon - \varepsilon_r > 0$ или меньших $\varepsilon - \varepsilon_r < 0$ энергий, на одну и ту же величину δ , высокочастотный отклик в максимуме усиления (отрицательная высокочастотная проводимость) и максимуме ослабления (положительная высокочастот-

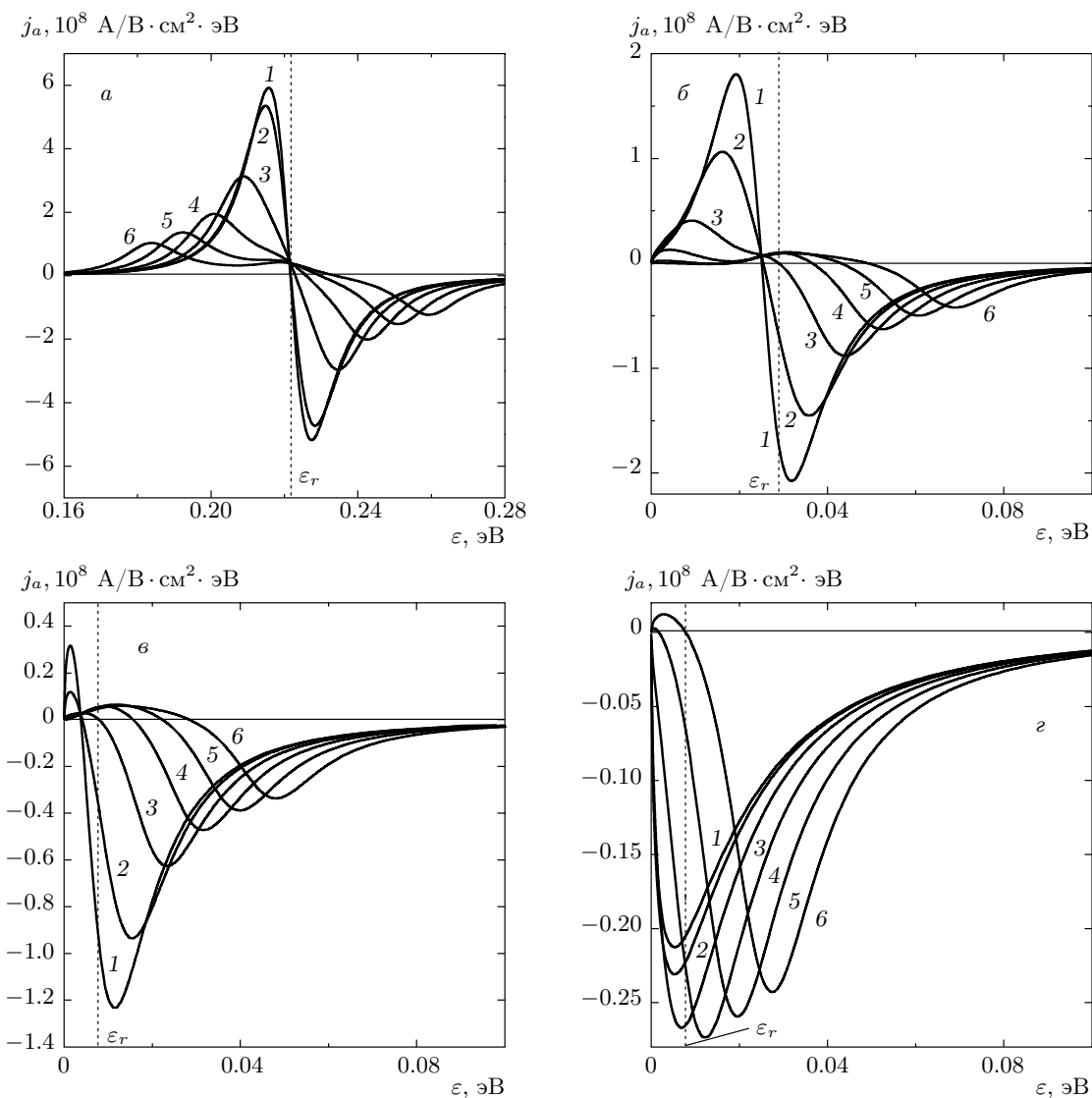


Рис. 3. Зависимости активного тока поляризации $j_a(\epsilon)$ (парциального тока поляризации) от энергии электрона ϵ , поступающего в РТД из эмиттера, рассчитанные при частотах ν : 1 — 0.01 ТГц, 2 — 2 ТГц, 3 — 4 ТГц, 4 — 6 ТГц, 5 — 8 ТГц, 6 — 10 ТГц для значений постоянного электрического напряжения V_{dc} : *a* — 0, *б* — 0.38 В, *в* — 0.42 В, *г* — 0.46 В для РТД-структуры 14/45/14

ная проводимость) оказываются по абсолютной величине одинаковыми, но при этом изменяют знак в зависимости от знака смещения $\delta = \epsilon - \epsilon_r$. Поскольку функция $q(\epsilon)$ является убывающей, в суммарном отклике преобладающим оказывается вклад низкоэнергетической части и величина σ' оказывается положительной. Это справедливо во всей области $V < V_3$ (т. е. вне ОДС). Обусловленный симметрией эффект компенсации сигналов усиления и поглощения в случае реальных РТД с фермиевским распределением электронов в эмиттере значительно снижа-

ет величину результирующего отклика и в области ОДС.

При наложении стационарного электрического поля $V_{dc} \neq 0$, с ростом V_{dc} наблюдаются отличия от результатов работ [13, 18]. Учет постоянного электрического поля приводит к кардинальному изменению симметрии высокочастотного отклика, изменению соотношения величин высокочастотного отклика в положительной и отрицательной ветвях $j_a(\epsilon)$. Величина высокочастотного отклика $j_a(\epsilon_r)$ в точке резонанса при энергии, равной энергии ϵ_r (обозначе-

на вертикальной штриховой линией), при учете постоянного электрического поля оказывается отличной от нуля и отрицательной. С ростом постоянного напряжения симметрия положительного и отрицательного откликов нарушается. С увеличением V_{dc} абсолютная величина отрицательного отклика (усиление) уменьшается, однако еще более быстрыми темпами уменьшается величина положительного отклика (поглощение). В итоге это приводит к росту результирующей интегральной величины $|\sigma'|$ по мере приближения напряжения V_{dc} к значению $V_{dc} = 0.42$ В, соответствующему минимуму производной тока по напряжению в статической ВАХ (см. рис. 1а).

Выявленные изменения напрямую связаны с падением электронной прозрачности при увеличении прикладываемого к РТД постоянного напряжения. Несовпадение нуля высокочастотного отклика $j_a(\varepsilon)$ с положением максимума электронного пропускания легко понять, анализируя ситуацию низкочастотного предела. В этом случае высокочастотный ток $j_a(\varepsilon)$ определяется производной электронного пропускания по напряжению $j_a \propto dD/dV_{dc}$. Легко видеть, что при $\varepsilon = \varepsilon_r$ эта производная не равна нулю и отрицательна, а зависимость $D(V_{dc})$ при $\varepsilon = \varepsilon_r$ представляет собой кривую с максимумом (аналогично $D(\varepsilon)$ при заданном V_{ac}). Поэтому ее производная по V_{dc} , очевидно, имеет вид кривой с близко расположенными максимумом и минимумом, положение которых определяется квантовой шириной квазиуровня, а величина в экстремуме — значением электронного пропускания в максимуме. Эти рассуждения позволяют понять поведение высокочастотного отклика $j_a(\varepsilon)$: основным фактором является характер изменения электронного пропускания в зависимости от приложенного электрического напряжения. При $V_{dc} = 0.46$ В положительный отклик практически подавлен, а амплитуда отрицательного отклика имеет максимум при частоте 5 ТГц, что и определяет механизм формирования максимума усиления $|\sigma'(\nu)|$ при той же частоте (см. рис. 2). Амплитуды отрицательной полуволны $j_a(\varepsilon)$ слабо изменяются с ν , что объясняет большую ширину этого максимума. Как следует из формул (14), дополнительным фактором, приводящим к падению $|\sigma'|$ с частотой, является уменьшение вклада $j_a(\varepsilon)$ при больших энергиях за счет изменения величины $q(\varepsilon)$, которая является убывающей функцией энергии.

При обсуждении симметричных свойств высокочастотного отклика РТД в постоянном электрическом поле целесообразно остановиться на эффектах, возникающих при прохождении резонансным уров-

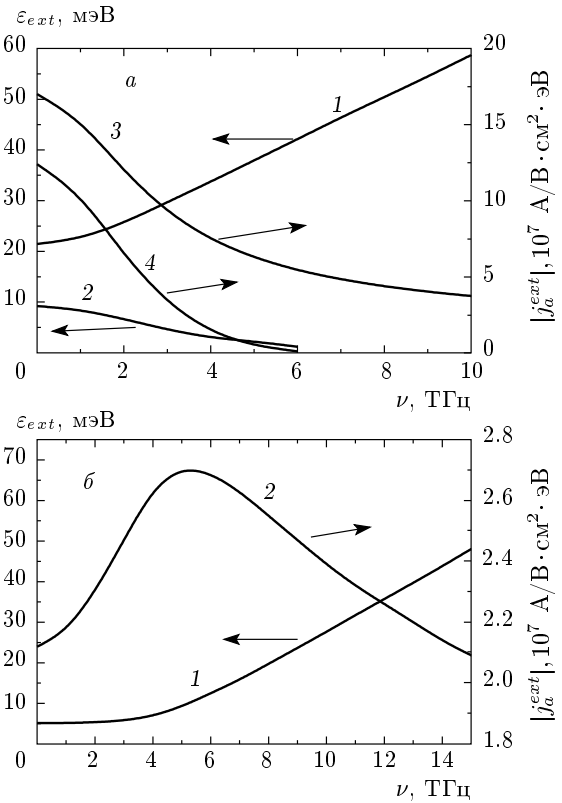


Рис. 4. Зависимость положения экстремумов ε_{ext} и экстремальных значений активного тока $|j_a|$ от частоты высокочастотного поля ν для напряжений $V_{dc} = 0.40$ В (а), 0.46 В (б) для РТД-структуры 14/45/14

нем РТД дна зоны проводимости эмиттера. С ростом постоянного напряжения в условиях, когда резонансный уровень оказывается ниже дна зоны проводимости эмиттера, естественно ожидать исчезновения полосы электронного пропускания. Расчеты показывают, однако, что этого не происходит. Полоса пропускания в этих условиях не только не исчезает, но, напротив, после пересечения резонансным уровнем дна зоны эмиттера начинает смещаться в сторону больших энергий вплоть до энергий порядка 50 мэВ (кривая 1 на рис. 1б), сильно расширяясь и ослабевая по интенсивности (кривая 5 на рис. 1в). В высокочастотном отклике такое поведение электронного пропускания при напряжении $V > V_c$ проявляется в формировании соответствующей полосы усиления, максимум которой сдвигается с ростом частоты в сторону больших энергий (кривые 1–6 на рис. 3а), абсолютное значение в максимуме достигает экстремума при некоторой частоте (кривая 4 на рис. 3а), чего не наблюдается при напряжениях $V < V_4$ (кривые на рис. 3а, б, в).

На рис. 4 приведены значения энергетического положения положительного и отрицательного экстремумов высокочастотного отклика $j_a(\varepsilon)$ ($\varepsilon_{ext} = \varepsilon_{\pm}$) и величины модуля высокочастотного отклика в этих экстремумах ($|j_a^{ext}(\nu)| = j_{\pm}$) в зависимости от частоты ν при двух напряжениях $V_{dc} = 0.40, 0.46$ В. В обоих случаях при больших частотах ν наблюдается линейный ход: $\varepsilon_{ext}(h\nu) = \varepsilon_r + h\nu$, т.е. реализуется «квантовый» режим усиления. Величина ε_r при этом имеет смысл энергии конечного электронного состояния, в которое при формировании высокочастотного отклика осуществляется электронный переход из состояния с энергией ε . При напряжении $V_{dc} = 0.4$ В величина $\varepsilon_r = 17.3$ мэВ положительна и близка к значению, соответствующему максимуму электронного пропускания ($\varepsilon_{rD} = 18.4$ мэВ). Конечный квазиуровень перехода в этой ситуации располагается по энергии выше дна зоны проводимости в эмиттере. В случае же $V_{dc} = 0.46$ В значение $\varepsilon_r = -13.9$ мэВ отрицательно, т.е. электронный переход осуществляется на квазиуровень ε_r , который оказывается ниже дна зоны в эмиттере (кривая 2 на рис. 1б). В этом случае уровень ε_r попадает в область энергий, близких к распространяющимся состояниям непрерывного спектра, взаимодействие с которыми приводит к образованию размытой полосы электронного пропускания, причем положение максимума растет с ростом напряжения (см. рис. 1а).

При малых ν при обоих напряжениях, $V_{dc} = 0.4$ В и $V_{dc} = 0.46$ В, наблюдается отклонение от линейной зависимости $\varepsilon_{ext}(\nu)$ (рис. 4), что соответствует переходу от «квантового» к классическому режиму усиления в РТД. Эта граница определяется шириной квазиуровня Γ и приходится на энергии фотонов порядка 10–20 мэВ. Классический режим усиления реализуется при энергиях $h\nu$, не превышающих ширины резонансного уровня Γ , при которых положение экстремумов отклика j_a почти не меняется с частотой. Поскольку ширина Γ полосы электронной прозрачности при $V_{dc} = 0.46$ В ($\Gamma \approx 30$ мэВ) намного больше ширины полосы электронной прозрачности при $V_{dc} = 0.40$ В ($\Gamma = 20$ мэВ) (см. рис. 1в), область классичности в случае $V_{dc} = 0.46$ В существенно шире, чем в случае $V_{dc} = 0.40$ В. При $V_{dc} = 0.40$ В кривые частотной зависимости высокочастотного отклика в экстремумах $j_{ext}(h\nu)$ монотонно убывающие, что приводит также к монотонности зависимостей высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$. В случае же $V_{dc} = 0.46$ В (рис. 3б) кривая зависимости $j_{ext}(h\nu)$ имеет явно выраженный максимум при $\nu = 5.3$ ТГц, соответствующий максимуму про-

пускания $D(\varepsilon)$ при $\varepsilon = 9.75$ мэВ. Это объясняет причину формирования максимума высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ в районе 5 ТГц при напряжении $V_{dc} = 0.46$ В.

3.2. Зависимость высокочастотных характеристик РТД от параметров структуры

Представляется интересным проследить изменение величины отклика при изменении параметров структуры. Были выполнены расчеты высокочастотного отклика в РТД с фермиевским распределением электронов в эмиттере для различных величин ширины барьеров. Увеличение ширины барьера приводит к уменьшению ширины резонансного уровня, и, как следствие, к уменьшению величины статического тока в пике ВАХ (это уменьшает и величину высокочастотного отклика $|\sigma'|$). Но наряду с этим ВАХ в области ОДС становится более крутой, производная dI/dV_{dc} растет, что ведет к увеличению $|\sigma'|$. Общий характер зависимостей $\sigma'(\nu)$ остается во всех случаях примерно таким же, как в случае рассмотренной выше РТД-структуры 14/45/14 (рис. 2). Увеличение ширины барьеров приводит к уменьшению ширины резонанса и быстрому уменьшению величины $|\sigma'|$ с частотой в классической области, а также к более яркому проявлению «квантового» режима усиления, сужению максимума $|\sigma'|$ и его смещению в низкочастотную сторону.

Например, для структур с барьерами, равными 20 Å, ширина резонансного уровня Γ составляет 7 мэВ, для 25 Å — $\Gamma = 2.5$ мэВ (напомним, что для ширины барьера, равной 14 Å, $\Gamma \approx 20$ мэВ). В результате значение электрического тока в пике ВАХ для структуры 14/45/14 более чем втрое превышает соответствующее значение для структуры 20/45/20 и в 9 раз — значение для 25/45/25. Различия же в максимальных значениях $|\sigma'|$, как следует из расчета, оказываются значительно меньшими ($7.9 \cdot 10^6$ А/В·см², $4.5 \cdot 10^6$ А/В·см², $2.2 \cdot 10^6$ А/В·см²).

До сих пор обсуждались, в основном, свойства одноямных симметричных РТД с одинаковыми барьерами. Увеличение толщины коллекторного барьера, как показывают расчеты, приводит к тому, что максимум электронного пропускания $D(\varepsilon)$ достигается не при нулевом, а при конечном смещении. Это приводит к смещению положения пика ВАХ в сторону более высоких напряжений, увеличению тока в пике (из-за большего значения пропускания) и сужению области ОДС. Для примера сравним РТД-структуры 20/45/30 и 25/45/25 (структу-

ры с одинаковой суммарной толщиной барьеров). В то время как для симметричной структуры пик электрического тока в ВАХ соответствует состоянию с максимумом электронного пропускания 0.4, в РТД-структуре 20/45/30 с большей шириной коллекторного барьера максимум электронного пропускания в пике ВАХ оказывается порядка единицы. Параметр Γ при напряжениях, соответствующих пикам ВАХ, различаются незначительно (2.5 мэВ и 1.7 мэВ). В результате токи в максимуме для симметричной структуры оказываются вдвое ниже, чем для асимметричной ($0.6 \cdot 10^5$ А/см² и $1.2 \cdot 10^5$ А/см²), производные же статической ВАХ dI/dV_{dc} — втрое ($2.5 \cdot 10^6$ А/см²·эВ и $7.6 \cdot 10^6$ А/см²·эВ). Отметим, именно значение dI/dV_{dc} определяет отклик на низкой частоте.

На рис. 5 представлены зависимости действительной части высокочастотной проводимости для рассмотренных выше структур. Кривые 4 на рис. 5 соответствуют напряжению, при котором максимальна производная dI/dV_{dc} .

Общий характер зависимостей оказывается достаточно близким для обеих структур. Спад $|\sigma'|$ для асимметричной структуры оказывается более резким, абсолютные значения при низких частотах больше в три раза, при высоких — в два. Таким образом, асимметричные структуры оказываются более эффективными. Сопоставляя кривые рис. 5 с рис. 2, видим, что при низких частотах величина отклика для структуры 20/45/30 оказывается такой же, как для структуры 14/45/14, хотя значение тока в максимуме для последней почти в пять раз выше. Другой характерной особенностью структур с широкими барьерами является более явное проявление максимумов $|\sigma'|$, соответствующих квантовому режиму, при конечной частоте для напряжений как выше, так и ниже V_4 . Тем не менее и в этом случае значительного преимущества по сравнению со случаем $V_{dc} = V_4$ этот режим не дает. В результате структуры с узкими барьерами оказываются предпочтительными в силу более медленного убывания $|\sigma'|$ с частотой.

Наконец, интересно рассмотреть вопрос о том, как влияет характер распределения электронов в эмиттере и коллекторе на электрофизические и высокочастотные свойства РТД.

Выполненные при различных значениях энергии Ферми расчеты показывают, что во всем диапазоне частот увеличение энергии Ферми приводит к росту высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$. Например, в случае РТД-структуры 14/45/14 при изменении энергии Ферми E_F от 0.1 до 0.2 эВ для напряжений,

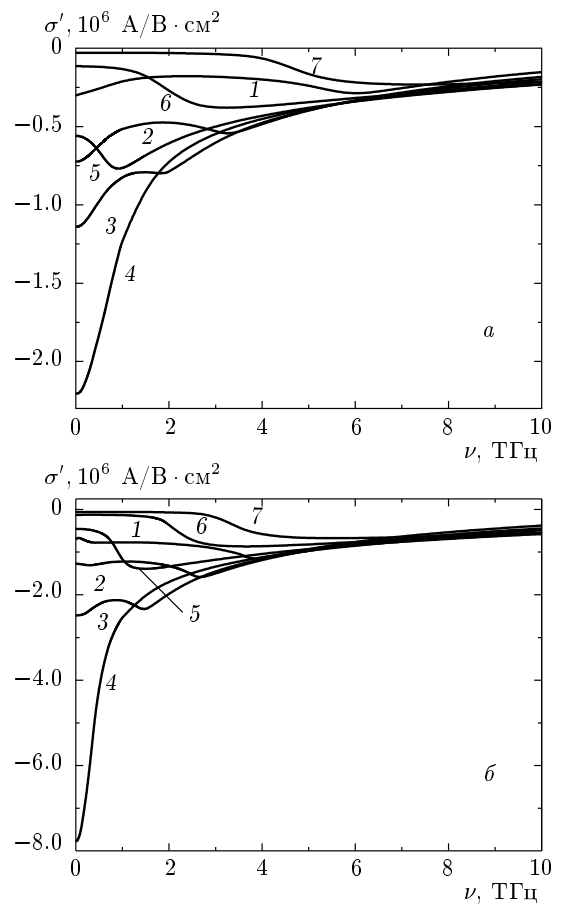


Рис. 5. Зависимости действительной части высокочастотной проводимости σ' от частоты при значениях постоянного напряжения V_{dc} в области ОДС: *a* — симметричная структура 25/45/25 для V_{dc} : 1 — 0.40 В, 2 — 0.42 В, 3 — 0.43 В, 4 — 0.44 В, 5 — 0.45 В, 6 — 0.46 В, 7 — 0.48 В; *b* — структура 20/45/30 для V_{dc} : 1 — 0.46 В, 2 — 0.47 В, 3 — 0.48 В, 4 — 0.49 В, 5 — 0.50 В, 6 — 0.51 В, 7 — 0.52 В с фермиевским распределением электронов в эмиттере и коллекторе ($E_F = 100$ мэВ)

соответствующих как классическому ($V_{dc} = 0.42$ В), так и квантовому ($V_{dc} = 0.50$ В) режимам, величина σ' увеличивается более чем вдвое. При этом положение минимума $\sigma'(\nu)$ по частоте для квантового режима практически не изменяется. Таким образом, для работы в терагерцевом диапазоне частот следует выбирать по возможности большую концентрацию примеси в контактных областях. Оптимальными являются напряжения в области максимума производной dI/dV_{dc} статической вольтамперной характеристики.

4. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ОТКЛИК ДВУХЪЯМНЫХ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДНЫХ НАНОСТРУКТУР

Проведенный в настоящей работе анализ высокочастотных свойств РТД более сложного состава с двумя квантовыми ямами и тремя барьерами обусловлен не только большим числом степеней свободы и возрастанием функциональных возможностей. В таких структурах, как показано в работах [17,18], можно ожидать существенного возрастания величины высокочастотного отклика и ряда новых эффектов, делающих их особенно перспективными для создания генераторов терагерцевого диапазона. Основной особенностью таких структур является наличие двух близких по энергии резонансных состояний $\varepsilon_{r1,2}$, что приводит к резонансному по частоте отклику. Расстояние между этими резонансами можно изменять с помощью изменения ширины среднего барьера, т. е. конструкцию можно оптимизировать под конкретную частоту генерации. В таких системах максимум статической ВАХ наблюдается при напряжении, соответствующем резонансу уровней при условии, что в этих условиях уровень Ферми в эмиттере лежит выше по энергии. При выборе конфигурации и конструкции двухъямной РТД будем исходить из возможностей использования таких структур в диапазоне терагерцевых частот ($\nu \approx 10^{12}$ Гц) (энергия квантов излучения порядка 4.1 мэВ). Допустимые ширины квантовых ям фактически определяются величиной уровня Ферми: при нулевом напряжении положение резонансных уровней не должно существенно превосходить E_F . При $E_F = 50$ мэВ таким требованиям удовлетворяют ямы с ширинами порядка 100 Å. Предварительный выбор параметров трехбарьерной РТД-структуры основывался на анализе статических вольтамперных характеристик. Поскольку в таких РТД-структурах, как показано в работе [18], возможен режим узкополосного усиления в области терагерцевых частот с плавной перестройкой частоты, управляемой посредством варьирования прикладываемого к структуре постоянного электрического поля, изучение закономерностей высокочастотного отклика в таких структурах на основе теории, учитывающей влияние постоянного электрического поля, представляется особенно актуальным.

4.1. Закономерности высокочастотного отклика в постоянном электрическом поле в двухъямных РТД с фермиевским распределением электронов в эмиттерной части структуры

В качестве объектов для анализа выбраны двухъямные трехбарьерные РТД-структуры с параметрами, оптимальными с точки зрения их использования в диапазоне терагерцевых частот. Для достижения наибольшей плотности тока и высокочастотного отклика необходимо использовать РТД-структуры с минимальной шириной барьеров. В качестве основной выбрана РТД-структура 12/120/20/90/12 (жирным шрифтом обозначены ямы $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, обычным шрифтом — барьеры AlAs). Расчеты проводились для РТД с энергией Ферми электронов в эмиттере $E_F = 50$ мэВ.

Наглядной иллюстрацией поведения резонансов могут служить зависимости величины энергии резонансных уровней ε_r от прикладываемого к РТД постоянного напряжения V_{dc} . Пример такой диаграммы для структуры 12/120/20/90/12 представлен на рис. 6а, на вставке — схема структуры. Положение резонансов определяется по положению максимумов зависимости пропускания от энергии $D(\varepsilon)$. Во всем диапазоне напряжений $D(\varepsilon)$ имеет вид двугорбой кривой с двумя максимумами и минимумом между ними, т. е. в явном виде проявляются оба квазиуровня РТД. Линия 3 на рис. 6 представляет положение минимума пропускания. Как следует из рисунка, резонанс квазиуровней достигается при $V_{dc} \sim 0.060$ В, и по энергии они попадают под уровень Ферми эмиттера, минимальное расстояние $\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}$ между квазиуровнями составляет 3.7 мэВ. Величина Γ для каждого из квазиуровней равна примерно 1.0 мэВ. Кривыми 6, 7 на рис. 6а изображены зависимости пропускания в максимуме $D(\varepsilon)$ от напряжения — $D_{max}(V_{dc})$. Линия 6 соответствует первому квазиуровню, 7 — второму. При $V_{dc} = 0$ система является несимметричной и электронное пропускание в максимумах $D(\varepsilon)$ оказывается малым. С ростом напряжения система симметризуется (как и в случае двухбарьерной структуры с большей шириной коллекторного барьера), пропускание для каждого квазиуровня растет и при некотором V_{dc} становится единичным (сто процентным), причем вначале сто процентного уровня достигает пропускание на первом квазиуровне, затем на втором. В точке антикроссинга уровней величина электронного пропускания для каждого из уровней оказывается одинаковой и отличной от единицы. Расчеты ВАХ (кривая 1 на

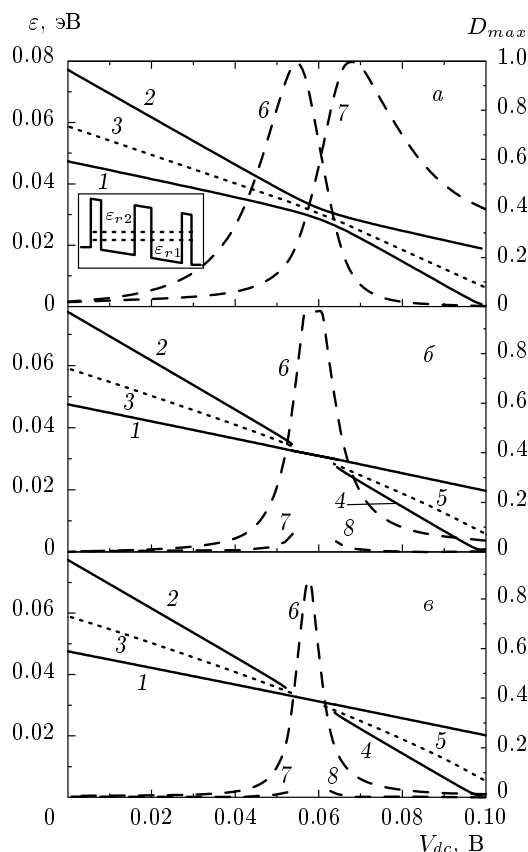


Рис. 6. Зависимость положения максимумов ϵ_{max} (кривые 1, 2, 4) и минимумов ϵ_{min} (кривые 3, 5) электронного пропускания $D(\epsilon)$ и пропускания в максимуме D_{max} от напряжения V_{dc} (кривые 6, 7, 8) для двухъямных РТД-структур: а — 12/120/20/90/12, б — 12/120/30/90/12, в — 12/120/35/90/12. Энергия Ферми $E_F = 50$ мэВ

рис. 7) показывают, что, с точки зрения протекания стационарного тока, при таких напряжениях система ведет себя как обладающая одним квазиуровнем с большой шириной, положение максимума тока совпадает с напряжением, соответствующим антикроссингу уровней.

Величина $\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}$, в основном, определяется шириной среднего разделительного барьера и, казалось бы, увеличивая ее, можно уменьшить $\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}$. Однако это не так. Как показано в работах [25, 26], для симметричных трехбарьерных структур возможно явление коллапса резонансов, когда при изменении какого-либо параметра два резонанса единичной прозрачности сливаются в один с прозрачностью меньше единицы. На рис. 6б,в, представлены диаграммы $\epsilon_r(V_{dc})$ и $D_{max}(V_{dc})$ для структур 12/120/30/90/12 и 12/120/35/90/12, аналогичных

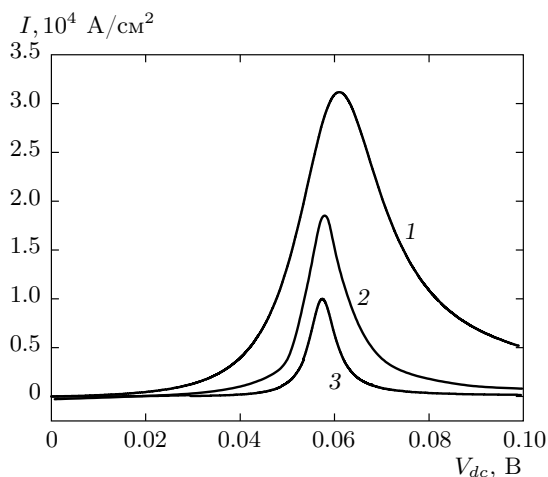


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики двухъямных структур: 1 — 12/120/20/90/12, 2 — 12/120/30/90/12, 3 — 12/120/35/90/12

предыдущей, но с большими ширинами среднего барьера. Видно, что в некотором интервале напряжений наблюдается только один максимум пропускания $D(\epsilon)$. Исчезновение одного из максимумов происходит за счет слияния менее интенсивной полосы электронной прозрачности с более интенсивной полосой, что приводит к формированию точки перегиба в суммарной зависимости пропускания. Величина Γ для каждого из резонансов при напряжениях, когда проявляются два максимума $D(\epsilon)$ в РТД-структуре с барьером в 30 и 35 Å, порядка 0.5 мэВ, а расстояние между максимумами в точках коллапса составляет примерно 2.5 мэВ. В этом смысле эффект отличается от рассмотренного в работе [26] для симметричных структур, где исчезновение одного максимума происходит за счет слияния двух, когда расстояние между максимумами становится порядка ширины квазиуровня Γ . Как видно на рис. 6б,в, увеличение ширины барьера вначале приводит к сближению напряжений, при которых пропускание в максимуме оказывается единичным (кривая 6 на рис. 6б). Затем в кривой электронного пропускания $D_{max}(V_{dc})$ остается только один максимум, но величина электронного пропускания в максимуме оказывается меньше единицы (кривая 6 на рис. 6в). Последняя особенность обусловлена взаимодействием резонансов. В этом отношении трехбарьерная структура принципиально отличается от двухбарьерной с асимметричными барьерами, в которой пропускание в максимуме с ростом напряжения достигает единицы. Принципиальным является также то, что этот эффект делает невозможным до-

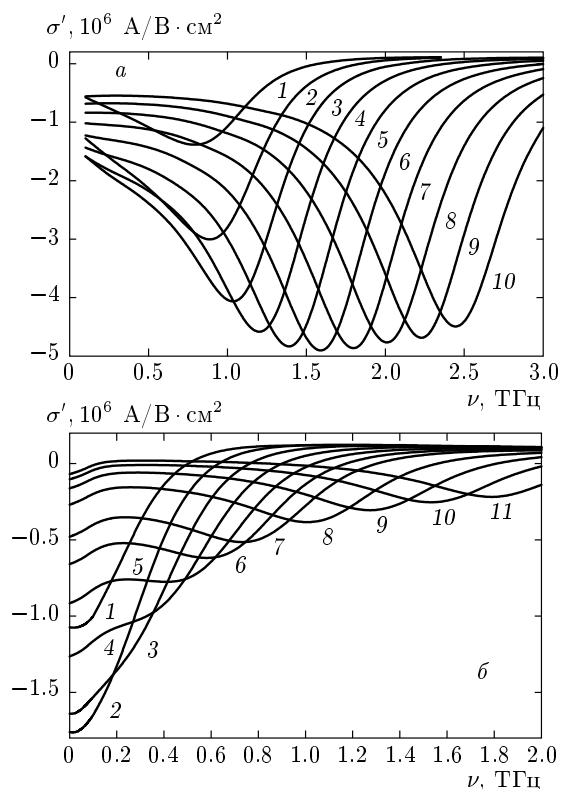


Рис. 8. Зависимости действительной части высокочастотной проводимости σ' от частоты ν при различных значениях постоянного напряжения V_{dc} для двух РТД-структур: *a* — структура 12/120/20/90/12, для кривых 1–10 V_{dc} изменяется от 0.062 В до 0.080 В с шагом 0.002; *б* — структура 12/120/35/90/12, для кривых 1–7 V_{dc} изменяется от 0.058 В до 0.064 В с шагом 0.001, для кривых 7–11 V_{dc} изменяется от 0.066 В до 0.072 В с шагом 0.002. Энергия Ферми $E_F = 50$ мэВ

стижение энергетического расстояния между квазиуровнями в трехбарьерных РТД меньше некоторого предельного. Ниже мы покажем, что, с точки зрения отклика на переменное поле, такая система обладает рядом особенностей. Завершая обсуждение особенностей ВАХ, отметим, что плотность тока в максимумах ВАХ в рассмотренных структурах порядка $3.1 \cdot 10^4$ А/см², $1.9 \cdot 10^4$ А/см², $1.0 \cdot 10^4$ А/см² (рис. 7).

Вычисление высокочастотного отклика на внешнее периодическое переменное электрическое поле, т. е. действительной части высокочастотной проводимости $\sigma'(\nu)$, в случае двухъямных РТД-структур проводилось аналогично проведенному выше для одноямных РТД-структур. На рис. 8 представлены зависимости действительной части проводимости от частоты для двух РТД-структур 12/120/20/90/12

(рис. 8*a*) и 12/120/35/90/12 (рис. 8*б*), рассчитанные при нескольких напряжениях стационарного электрического поля, соответствующих области отрицательного дифференциального сопротивления ВАХ. Отрицательные значения высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ соответствуют усилению приложенного переменного электрического СВЧ-поля.

Поведение высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ в двухъямных РТД-структурах, как видно на рис. 8, кардинальным образом отличается от поведения высокочастотного отклика в случае одноямных РТД-структур. Главной особенностью является то, что в отличие от одноямных РТД максимальные значения высокочастотного отклика в двухъямных РТД наблюдаются не в области низких частот, что характерно для одноямных РТД, а при высоких частотах, соответствующих терагерцевому диапазону (частоты 0.7–3.0 ТГц, энергия квантов СВЧ-поля 3–10 мэВ). Эта закономерность обусловлена тем, что преобладающими в случае двухъямных РТД оказываются электронные переходы между двумя резонансными квазиуровнями в РТД. В этой ситуации реализуется двойной резонанс, при котором энергия электронов в эмиттере РТД оказывается близкой к энергии уровня размерного квантования первой ямы РТД, а энергия квантов СВЧ-излучения в точности равна энергетическому расстоянию между резонансными квазиуровнями. При таком резонансном механизме взаимодействия электромагнитной волны с РТД с участием непрямых электронных переходов между резонансными уровнями, как показывают расчеты, эффект высокочастотного усиления существенно превышает по интенсивности классический режим усиления на низких частотах. Участие электронных переходов между уровнями размерного квантования оказывается решающим как с точки зрения особенностей резонансного туннелирования, так и в плане формирования процессов взаимодействия электромагнитной волны с РТД [17, 18]. В итоге, как видно на рис. 8*a*, высокочастотное усиление в области терагерцевых частот 0.7–3.0 ТГц в случае двухъямных РТД определяется не усилением со слабо выраженными особенностями, как в случае одноямных РТД [13–15], а селективным усилением с хорошо выраженным максимумом. Из этих же данных следует, что частота усиления в максимуме в таких РТД плавно смещается по мере увеличения напряжения на РТД и таким образом может перестраиваться в довольно широких пределах при варьировании стационарного электрического напряжения, приложенного к РТД.

4.2. Анализ зависимостей высокочастотного отклика в двухъямных РТД в постоянном электрическом поле от параметров структуры

Все описанные выше закономерности выражены достаточно хорошо в случае РТД-структуры 12/120/20/90/12, с разделительным барьером равным 20 Å. Эти структуры во всем диапазоне напряжений V_{dc} являются истинно «двухуровневыми» (см. рис. 8а). Для отклика характерны сравнительно низкие значения σ' (по сравнению с рассмотренными ранее одноямными РТД) при низких частотах, что обусловлено относительно большой суммарной шириной барьеров. Зависимость σ' от V_{dc} при этом соответствует dI/dV_{dc} . Значение $h\nu$, соответствующее максимуму $|\sigma'(\nu)|$, близко к величине $\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}$. Максимум полосы усиления смещается с ростом прикладываемого к РТД-структуре постоянного напряжения. Подавленность отклика при низких частотах является положительным моментом, так как позволяет отсекаать паразитное низкочастотное возбуждение системы. Дополнительным преимуществом таких систем являются сравнительно малая ширина полосы усиления и возможность управления максимальной частотой усиления в области субтерагерцевых и терагерцевых частот посредством варьирования напряжения на РТД. Эти особенности могут послужить основой для создания перестраиваемых по частоте генераторов терагерцевого излучения.

Несколько иной характер особенностей высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ в РТД имеет место в случае РТД-структуры 12/120/35/90/12 (рис. 8б). В некотором интервале напряжений, 0.058 В–0.061 В, соответствующих области «коллапса» резонансов, система ведет себя как одноямная (одноуровневая). Наибольший отклик наблюдается в области низких частот, и величина $|\sigma'|$ монотонно падает с частотой. При достижении V_{dc} некоторого критического значения $V_{dc} \geq 0.062$ В вновь проявляются два квазиуровня и поведение высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ становится таким же, как и в случае РТД-структуры 12/120/20/90/12. Меньшее значение величины высокочастотного отклика $|\sigma'|$ в максимуме усиления по сравнению со структурой 12/120/20/90/12 является следствием меньшего значения тока в пике ВАХ из-за большей ширины среднего барьера и более быстрого падения электронного пропускания для второго квазиуровня с напряжением. Таким образом, исследование частотной зависимости высокочастотного отклика на внешнее высокочастотное переменное поле позволяет в случае двухъямных РТД

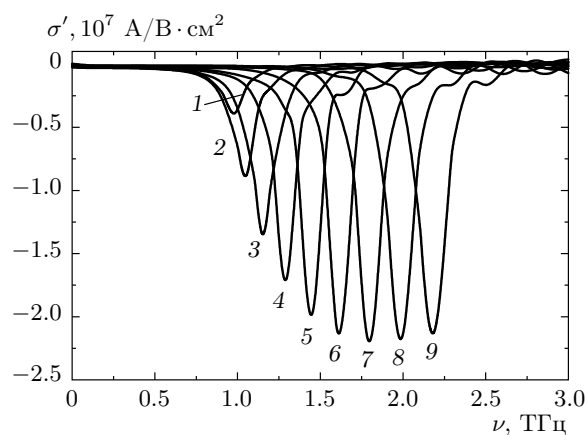


Рис. 9. Зависимости действительной части высокочастотной проводимости σ' от частоты ν для РТД-структуры 20/120/20/90/20 при различных значениях постоянного напряжения V_{dc} : кривые 1–9 от 0.068 В до 0.084 В с шагом 0.002. Энергия Ферми $E_F = 50$ мэВ

обнаружить новое физическое явление: коллапс резонансов в открытой системе.

Исследуем влияние ширины крайних барьеров на величину отклика в переменном поле. Как отмечалось выше, изменение ширины центрального барьера приводит к значительным изменениям энергетического расстояния между квазиуровнями и соотношения электронного пропускания в максимумах, но сравнительно слабо влияет на ширину квазиуровней. Изменение же ширины крайних барьеров в основном влияет на ширину уровней. Например, для структур 12/120/20/90/12 и 20/120/20/90/20 минимальное расстояние между квазиуровнями при напряжении, соответствующем антикроссингу, составляет 3.4 мэВ и 4.0 мэВ, ширины уровней — примерно 1 мэВ и 0.2 мэВ, значения тока в пике ВАХ составляют $3.1 \cdot 10^4$ и $5.5 \cdot 10^3$. На рис. 9 представлены зависимости действительной части высокочастотной проводимости σ' от частоты ν при различных значениях постоянного напряжения V_{dc} в области ОДС ВАХ для структуры 20/120/20/90/20. Сравнивая с результатом для структуры 12/120/20/90/12 (см. рис. 8а), можно отметить следующие особенности: увеличение крайних барьеров сдвигает кривые $\sigma'(\nu)$ в сторону высоких частот (это обусловлено увеличением расстояния между квазиуровнями в точке антикроссинга), резко уменьшает ширину пиков и увеличивает абсолютные значения σ' в минимумах. Два последних фактора обусловлены в основном уменьшением Γ с

ростом ширины крайних барьеров.

Аналогичные расчеты были выполнены для набора РТД-структур с различными величинами ширины ям и барьеров. Уменьшение ширины ям сдвигает область рабочих напряжений в сторону более высоких напряжений, но при этом увеличивает характерные частоты. Например, для структуры с величинами ширины ям 70 Å и 50 Å максимум $|\sigma'|$ лежит в диапазоне выше 2 ТГц. Таким образом, можно подобрать оптимальные параметры структур, исходя из требуемого диапазона рабочих частот.

4.3. Закономерности высокочастотного отклика в двухъямных РТД в модели моноэнергетического распределения электронов в эмиттере

Для объяснения обнаруженных особенностей зависимостей высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ от частоты и других параметров, как и в случае одноямных РТД-структур, рассмотрим поведение парциальных токов j_a от энергии налетающего электрона ε . В общем случае поведение парциальных токов j_a в такой ситуации в зависимости от разных факторов является достаточно сложным. Общая картина явлений проанализирована в работе [18], но в рамках теоретической модели, не учитывающей влияния стационарного электрического поля.

На рис. 10 представлены зависимости величины парциальных высокочастотных токов j_a для двухъямной РТД-структуры 12/120/20/90/12 от энергии налетающего электрона для двух значений напряжения V_{dc} : 0.062 В и 0.072 В. Первый случай соответствует начальному участку ОДС ВАХ, второй — напряжению, при котором наблюдается максимальное значение $|\sigma'|$ (см. рис. 8а).

При низких частотах (кривые 1 на рис. 10) два квазиуровня при обоих напряжениях ведут себя независимо, высокочастотный отклик в районе каждого из уровней при заданной частоте подобен аналогичному отклику, рассмотренному ранее в случае одноямного РТД, т. е. включает левую и правую полуволны разного знака и примерно одинаковой амплитуды. С ростом частоты левый экстремум $j_a(\varepsilon)$ для первого уровня и правый экстремум для второго отходят от соответствующего резонансного уровня ε_r на энергию $h\nu$, пики, расположенные между квазиуровнями, вначале расходятся, меняют полярность, затем начинают приближаться к ε_r . При частотах $\nu = 0.9$ ТГц (3.7 мэВ) (кривая 3 на рис. 10а) и $\nu = 1.6$ ТГц (6.6 мэВ) (кривая 5 на рис. 10б) положение экстремумов парциального отклика $j_a(\varepsilon)$ совпа-

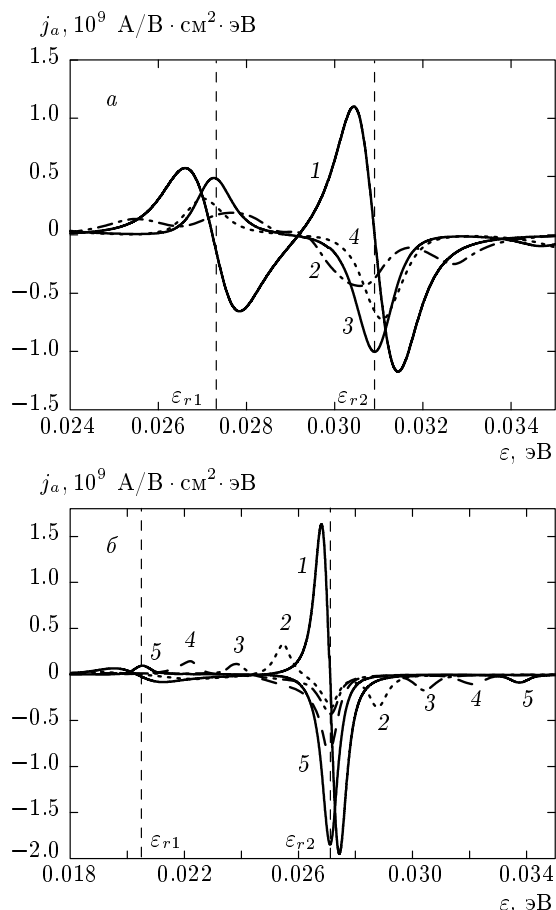


Рис. 10. Зависимости парциальных токов поляризации от энергии налетающего электрона $j_a(\varepsilon)$ для РТД-структуры 12/120/20/90/12 с энергией Ферми $E_F = 50$ мэВ при двух напряжениях: а — $V_{dc} = 0.062$ В, б — $V_{dc} = 0.072$ В, рассчитанные для набора частот ν : а — 1 — 0.01 ТГц, 2 — 0.4 ТГц, 3 — 0.9 ТГц, 4 — 1.0 ТГц; б — 1 — 0.01 ТГц, 2 — 0.4 ТГц, 3 — 0.8 ТГц, 4 — 1.2 ТГц, 5 — 1.6 ТГц

дает с положением соответствующих квазиуровней. При этом величина $|j_a(\varepsilon_{r2})|$ достигает максимума. Это приводит к формированию максимума $|\sigma'|$ при $h\nu \approx \varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}$, что обусловлено тем, что в процессе участвуют состояния с максимумами электронного пропускания структуры.

Главным различием ситуаций при 0.062 В и 0.072 В, как видно на рис. 10, является существенно различное соотношение величин парциального отклика вблизи первого и второго резонансных уровней. При напряжении $V_{dc} = 0.062$ В величины парциального высокочастотного отклика вблизи обоих резонансных уровней мало отличаются друг от друга, что обусловлено, в частности, близостью вели-

чин электронного пропускания в обоих резонансах. При напряжении $V_{dc} = 0.072$ В ситуация оказывается более асимметричной. Электронное пропускание в области низкоэнергетического резонансного уровня ε_{r1} , согласно расчетам, оказывается намного меньше электронного пропускания в области высокоэнергетического резонансного уровня ε_{r2} , что и определяет значительное различие величин парциального отклика в области верхнего и нижнего резонансных уровней. Отрицательный интегральный отклик, т. е. коэффициент усиления (в этом случае при $V_{dc} = 0.072$ В) более чем на порядок превышает аналогичное значение в области низких частот.

Описанные особенности поведения и вклада парциальных токов высокочастотного отклика в формировании интегрального высокочастотного отклика на внешнее СВЧ-поле в двухъямных РТД объясняет основные закономерности высокочастотных свойств РТД-структур и возникновение узкополосного перестраиваемого по частоте усиления электромагнитных волн в диапазоне субтерагерцевых и терагерцевых частот.

4.4. Зависимость высокочастотного отклика в двухъямных РТД от концентрации электронов в эмиттере

Выше мы проводили расчеты для энергии Ферми в 50 мэВ, которую выбирали исходя из положения уровней в квантовых ямах при нулевом смещении и в условиях резонанса. Величина отклика в значительной мере определяется величиной тока в пике статической ВАХ. Увеличить это значение можно, увеличивая значение энергии Ферми. При значениях E_F , превышающих значения ε_r , значительный вклад будет вносить обратный ток из коллектора. Поэтому существует предельное значение E_F , начиная с которого ток в пике перестает расти с напряжением. При нулевой температуре предельное значение E_F равно eV_p , где V_p — напряжение, соответствующее положению пика тока в ВАХ. Для РТД-структуры 12/120/20/90/12, начиная с $E_F = 100$ мэВ, статический ток в пике ВАХ практически не растет, но при этом возрастает ток в долине, что является нежелательным. Таким образом, нецелесообразно повышать E_F выше этой величины. Расчеты σ' , выполненные при разных E_F , подтверждают этот вывод.

Расчеты показывают, что значения высокочастотного отклика σ' в характерных точках (в пределе низких частот это точки максимума $|\sigma'|$) в случае

$E_F = 100$ мэВ примерно втрое выше, чем в случае $E_F = 50$ мэВ. Такое же соотношение имеет место и для отношения значений электрического тока в пиках статической ВАХ. Общий функциональный характер зависимостей $\sigma'(\nu)$ при изменении энергии Ферми сохраняется. Проведенный анализ показывает, что для рассмотренных структур оптимальной является величина энергии Ферми $E_F = 100$ мэВ, соответствующая концентрации примеси в контактных областях $1.3 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

5. ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ПО ЧАСТОТЕ УЗКОПОЛОСНОГО УСИЛЕНИЯ В ДВУХЪЯМНЫХ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ, СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОДНОЯМНЫХ И ДВУХЪЯМНЫХ РТД-СТРУКТУР

Возможность создания усилителей и генераторов субтерагерцевого и терагерцевого диапазонов на основе двухъямных РТД представляется перспективной в ряде отношений. Во-первых, благодаря взаимодействию электронных состояний в соседних квантовых ямах, как показывают результаты настоящей работы, величина высокочастотного отклика и коэффициента усиления в таких РТД существенно выше, чем у одноямных РТД. Во-вторых, в таких структурах подавляется низкочастотная генерация и возникает возможность реализации узкополосного усиления и эффекта энергетической фильтрации, выделяющего из всего ансамбля электронов в эмиттере только некоторую часть электронов, принимающих активное участие во взаимодействии с внешним электромагнитным полем. Наконец, следующим и, возможно, наиболее перспективным моментом являются возможность реализации в случае двухъямных РТД перестройки частоты усиления и управление частотой усиления (генерации) в широком диапазоне терагерцевых частот посредством варьирования напряжения прикладываемого к РТД-структуре статического электрического поля.

На рис. 11а приведены зависимости резонансной частоты ν_{ext} и величины $|\sigma'|_{max}$, определенные из зависимостей $\sigma(\nu)$ (рис. 8а), от постоянного напряжения V_{dc} в двухъямной РТД-структуре 12/120/20/90/12. Как следует из результатов расчета, во всем интервале напряжений, соответствующих области ОДС, наблюдается полоса усиления с четко выраженным максимумом усиления, характеризующимся значительной плотностью высокочас-

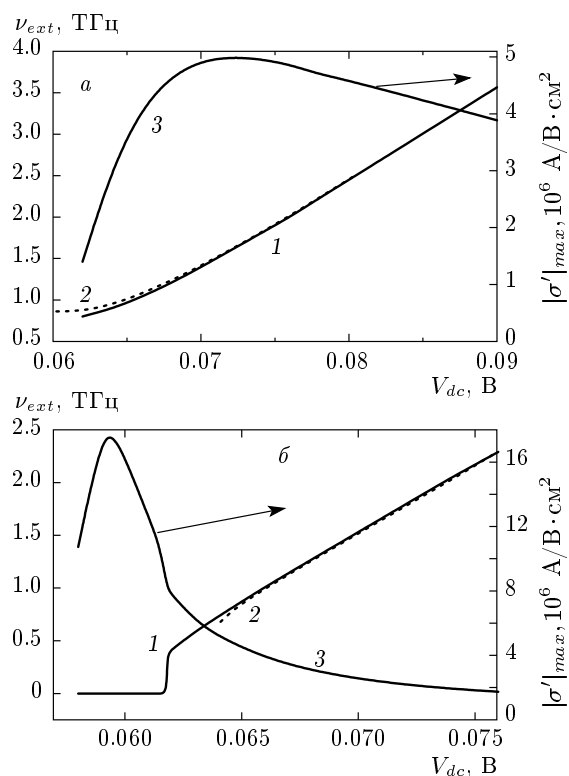


Рис. 11. Зависимость положения максимума высокочастотного отклика ν_{ext} (кривые 1, левая ось) и значения $|\sigma'|$ в максимуме (кривые 3, правая ось) от напряжения V_{dc} . Линии 2 — частота, соответствующая расстоянию между квазиуровнями для двухъямных структур: *a* — 12/120/20/90/12, *b* — 12/120/35/90/12

тотного тока в максимуме порядка $5 \cdot 10^6 \text{ A/V} \cdot \text{cm}^2$ (см. рис. 8*a*). Величина $|\sigma'|_{max}$ сравнительно быстро растет с ростом V_{dc} в области напряжений выше 0.062 В, достигает максимума равного примерно $5 \cdot 10^6 \text{ A/V} \cdot \text{cm}^2$ при $V_{dc} = 0.072 \text{ В}$ и затем медленно убывает. Во всем интервале напряжений частота ν_{ext} , соответствующая максимуму усиления, практически линейно возрастает с ростом напряжения от значений, меньших 1 ТГц, до значений порядка 3.5 ТГц при напряжениях $V_{dc} = 0.090 \text{ В}$. Таким образом, в такой РТД-структуре реализуется принципиальная возможность перестройки и управления частотой усиления (генерации) без существенного изменения величины усиления в широком частотном интервале, в данном случае в интервале частот (1–3.5) ТГц.

Линия 2 на рис. 11 соответствует расстоянию между квазиуровнями $h\nu = \varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}$. Во всем диапазоне напряжений линии 1 и 2 практически совпада-

ют, что обусловлено преобладающим вкладом в суммарный высокочастотный отклик переходов между квазиуровнями.

Аналогичные зависимости получаются и для двухъямной РТД-структуры 20/120/20/90/20 (см. рис. 9) с большей шириной боковых и разделительного барьеров и, следовательно, с меньшей шириной резонансных квазиуровней (величина Γ порядка 1 мэВ для барьеров равных 12 Å и 0.2 мэВ для 20 Å), высокочастотные характеристики РТД имеют более узкую полосу усиления, диапазон перестройки по частоте смещается в высокочастотную область, (2–3) ТГц.

Рисунок 11*b* получен для структуры 12/120/35/90/12, в которой реализуется явление коллапса резонансов. Как видно на рисунке, во всем диапазоне напряжений, когда существуют два максимума пропускания, положение максимума зависимости $|\sigma'(\nu)|$ практически совпадает с расстоянием между квазиуровнями. В диапазоне $V_{dc} = (0.058 - 0.062) \text{ В}$ максимум $|\sigma'(\nu)|$ соответствует нулевой частоте и система ведет себя как одноуровневая (коллапс резонансов). Существенно, что в диапазоне напряжений (0.062–0.064) В имеется максимум $|\sigma'(\nu)|$ при конечной частоте, причем зависимость $\nu_{ext}(V_{dc})$ близка к линейной. Таким образом, область напряжений, в которой проявляется коллапс резонансов в высокочастотном отклике, оказывается уже области, в которой два максимума пропускания сливаются в один. Тем не менее явление может быть обнаружено по высокочастотному отклику.

Проведено сравнение результатов, полученных для трехбарьерных структур, с результатами для двухбарьерных структур, являющихся частью трехбарьерных (12/100/12 и 12/90/20). Расчеты показывают, что высокочастотный отклик при частоте порядка 1 ТГц для трехбарьерной структуры оказывается почти на порядок выше, хотя значения токов в пике статической ВАХ для нее почти на порядок ниже. Приведенные данные свидетельствуют в пользу трехбарьерных структур.

Полученные данные, подтверждающие возможность реализации в двухъямных РТД-структурах узкополосного усиления и возможность перестройки резонансной частоты усиления в широком диапазоне терагерцевых частот посредством варьирования постоянного электрического поля, открывают перспективы создания на основе двухъямных РТД нового класса эффективных твердотельных наноструктурных усилителей и генераторов терагерцевого излучения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе [18] на основе теоретического анализа высокочастотных свойств одноямных и двухъямных РТД в рамках теоретической модели, развитой в работах [13–15, 17], получен ряд принципиально важных результатов, в том числе касающихся роли и значения симметричных свойств высокочастотного отклика в зависимости от энергии инжектируемых электронов, в значительной мере определяющих эффективность РТД. Показано, что в этом отношении более перспективными являются РТД с двумя квантовыми ямами, в которых, помимо подавления эффекта компенсации положительного и отрицательного сигналов на резонансной частоте, возможен эффект энергетической фильтрации и, в принципе, может быть реализовано узкополосное перестраиваемое по частоте усиление в диапазоне терагерцевых частот. Однако все эти выводы, по существу, не были достаточно обоснованными, поскольку базировались на теории, не учитывающей влияния стационарного электрического поля на электронные свойства РТД и фермиевского распределения носителей заряда в эмиттерной и коллекторной частях структуры.

В настоящей работе развита теория взаимодействия электронов с высокочастотным электрическим полем в одноямных и двухъямных РТД-наноструктурах с барьерами конечной высоты и ширины, помещенных в стационарное электрическое поле. В результате численного решения нестационарного уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями для РТД-структур на основе полупроводниковых соединений $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ в рамках линейного приближения рассчитаны зависимости токов поляризации от времени в установившемся режиме и определены величины высокочастотного отклика, т. е. действительной $\sigma'(\nu)$ части высокочастотной проводимости в широком диапазоне субтерагерцевых и терагерцевых частот. Детально исследованы частотные зависимости $\sigma'(\nu)$ РТД различной конфигурации с фермиевским распределением электронов в эмиттере при различных значениях постоянного напряжений V_{dc} в области отрицательного дифференциального сопротивления ВАХ. В результате этих исследований получено количественное подтверждение основных выводов работы [18] и обнаружен ряд новых эффектов.

Показано, что в случае одноямных РТД с тонкими барьерами значительное увеличение высокочастотного отклика σ' в квантовом режиме по сравнению с классическим режимом не наблюдается.

В области частот (1–2) ТГц максимальное усиление достигается при напряжении V_4 , соответствующем максимуму $|dI/dV_{dc}|$, при котором зависимость $|\sigma'(\nu)|$ является монотонно убывающей функцией. В области высоких частот наблюдается максимум $|\sigma'(\nu)|$ как при меньших V_4 , так и при больших значениях напряжения. Природа этих максимумов различна. В результате анализа зависимостей парциальных токов поляризации $j_a(\varepsilon)$ от энергии налетающего электрона выявлены механизмы формирования этих максимумов. В первом случае максимум $|\sigma'(\nu)|$ обусловлен конкуренцией уменьшения вклада от положительной волны парциального тока поляризации $j_a(\varepsilon)$ из-за близости энергии резонансного уровня к энергии дна зоны в эмиттере и падением $D(\varepsilon)$ с ростом ε при $\varepsilon > \varepsilon_r$. Во втором случае — максимум $|\sigma'(\nu)|$ возникает в условиях, когда резонансный уровень оказывается ниже дна зоны эмиттера, и в результате взаимодействия этого резонансного состояния с распространяющимися электронными состояниями ($\varepsilon > 0$) формируется размытая полоса $D(\varepsilon)$ электронного пропускания. Наличие этой полосы приводит к возникновению максимального значения отрицательной волны парциального тока поляризации $j_a(\varepsilon)$ при квантовом режиме, когда энергия ε совпадает с максимумом $D(\varepsilon)$.

Перспективными для создания генераторов терагерцевого диапазона являются двухъямные РТД-структуры. Наличие двух близких по энергии резонансных состояний в таких структурах приводит к резонансному по частоте отклику, частота которого определяется расстоянием между этими уровнями и может управляться путем изменения параметров структуры и варьированием напряжения смещения. Двухъямные РТД-структуры представляются перспективными в ряде отношений. Взаимодействие электронных состояний в соседних квантовых ямах приводит к асимметрии высокочастотного отклика и возникновению эффекта энергетической фильтрации. Величина высокочастотного отклика и коэффициента усиления в таких РТД может быть значительно выше, чем в случае одноямных РТД. Кроме того, из-за малых значений коэффициента усиления на низких частотах подавляется паразитная низкочастотная генерация. В таких структурах возникает возможность реализации узкополосного усиления, плавной перестройки частоты усиления (генерации) в широком диапазоне терагерцевых частот посредством варьирования прикладываемого к РТД-структуре постоянного электрического напряжения.

В двухъямных РТД зарегистрировано явление

коллапса резонансов в открытой системе. Показано, что, начиная с некоторой ширины центрального разделительного барьера, в определенном интервале напряжений двухъямная РТД-структура ведет себя, как одноямная (одноуровневая) система: наибольший отклик наблюдается в области низких частот, и величина $|\sigma'|$ монотонно падает с частотой. Эта особенность, в частности, накладывает ограничение на частоту усиления и генерации двухъямных РТД снизу.

Полученные данные открывают перспективы создания на основе многоямных РТД нового класса эффективных твердотельных усилителей, генераторов и преобразователей терагерцевого излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (ГК №16.513.11.3079, соглашение 8247), гранта НШ-7101.2012.2, РФФИ (грант №11-02-01182), а также в рамках программы Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», программ фундаментальных исследований ОФН РАН «Современные проблемы радиофизики» (IV.12) и «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров» (III.7).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald et al., Appl. Phys. Lett. **43**, 588 (1983).
2. E. R. Brown, J. R. Soderstorm, C. D. Parker et al., Appl. Phys. Lett. **58**, 2291 (1991).
3. N. Orihashi, S. Suzuki, and M. Asada, Appl. Phys. Lett. **87**, 233501 (2005).
4. S. Suzuki, A. Teranishi, K. Hinata et al., Appl. Phys. Express **2**, 054501 (2009).
5. S. Suzuki, M. Asada, A. Teranishi et al., Appl. Phys. Lett. **97**, 242102 (2010).
6. R. Sekiguchi, Y. Koyama, and T. Ouchi, Appl. Phys. Lett. **96**, 062115 (2010).
7. M. Feiginov, C. Sydlo, O. Cojocari, and P. Meissner, Appl. Phys. Lett. **99**, 233506 (2011).
8. A. A. Gorbatshevich and V. M. Koltzhenkov, Proc. Int. Workshop Phys. Computer Model., Aizu-Wakamatsu, Japan (1995), IEEE Comp. Soc. Pres. 68 (1996).
9. A. Gorbatshevich, I. Kazakov, B. Nalbandov et al., Proc. Int. Conf. ICMNE-2003, Moscow-Zvenigorod (2003), p. 63.
10. M. Reddy, S. C. Martin, A. C. Molnar et al., IEEE Electron Device Lett. **18**, 218 (1997).
11. Haitao Qi, Weilian Guo, Yali Li et al., Transactions Tianjin Univ. **16**, 267 (2010).
12. V. N. Murzin and Yu. V. Kopaev, Workshop of the GDRI-CNRS @Semi-conductors Sources and Detectors of THz Radiation, Tignes, France (2011), p. 5.
13. В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **116**, 704 (1999).
14. В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **121**, 925 (2002).
15. В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **124**, 379 (2003).
16. В. А. Чуенков, КСФ Вып. 10, 21 (2008).
17. В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **127**, 131 (2005).
18. С. А. Савинов, В. Н. Мурзин, Письма в ЖЭТФ **93**, 171 (2011).
19. R. K. Mains and G. I. Haddad, J. Appl. Phys. **67**, 591 (1990).
20. J. R. Hellums and W. R. Frensley, Phys. Rev. B **49**, 2904 (1994).
21. W. Li and L. E. Reichl, Phys. Rev. B **60**, 15732 (1999).
22. W. Li and L. E. Reichl, Phys. Rev. B **62**, 8269 (2000).
23. G. Murillo, P. A. Schulz, and J. C. Arce, Appl. Phys. Lett. **98**, 102108 (2011).
24. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский, *Уравнения математической физики*, Наука, Москва (1972).
25. А. А. Горбацевич, М. Н. Журавлев, В. В. Капаев, ЖЭТФ **134**, 338 (2008).
26. А. А. Горбацевич, М. Н. Журавлев, В. В. Капаев, Изв. вузов, Электроника, Вып. 2, 3 (2008).