

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ УЗКОПОЛОСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ И ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

*В. В. Капаев**

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

*Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
124498, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 декабря 2014 г.

Выполнено исследование нелинейного режима высокочастотного отклика для резонансно-туннельных структур в периодическом по времени электрическом поле с использованием методики решения нестационарного уравнения Шредингера, основанной на разложении волновых функций по модам Флоке. Вычислены зависимости амплитуд гармоник тока от амплитуды переменного сигнала и определены предельные значения величины генерируемого поля для одноямных и двухъямных резонансно-туннельных структур. Показано, что важную роль в формировании отклика играет динамический эффект Штарка, приводящий к квадратичному по амплитуде переменного поля сдвигу положений резонансов E_r в одноямных структурах и в двухъямных в нерезонансном случае и к расщеплению при резонансе $h\nu \approx E_{r2} - E_{r1}$ (ν — частота сигнала, E_{r1} и E_{r2} — энергии уровней размерного квантования) в двухъямных структурах, пропорциональному амплитуде переменного воздействия. Исследовано явление детектирования переменного сигнала резонансно-туннельными структурами. Обнаружен эффект резонансного усиления постоянного тока в двухъямных структурах при частоте сигнала, удовлетворяющего условию $h\nu \approx E_{r2} - E_{r1}$. Показано, что в асимметричных системах детектирование возможно при отсутствии постоянного смещения, что позволяет создавать на их основе детекторы без смещения (zero biased detector).

DOI: 10.7868/S0044451015080192

1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря высокому быстродействию резонансно-туннельные диоды (РТД) являются перспективными для использования в устройствах усиления, генерации [1] и детектирования [2] терагерцевого излучения. В настоящее время экспериментально достигнуты частоты генерации РТД $\nu = 1.4$ ТГц как в двухбарьерных (одноямных) [3, 4], так и трехбарьерных (двухъямных) структурах [5]. Мощности генерации при этом остаются достаточно низкими (1–100 мкВт). Эти величины определяются как параметрами внешней цепи (в частности, антенной, используемой для вывода излучения), так и характеристиками самого РТД; рекордные значения в работах [3–5] достигаются за счет оптимизации параметров как того, так и другого. В этой связи актуальной

остается задача поиска оптимальных вариантов конфигурации, структурных и электрофизических параметров элементов РТД, обеспечивающих наибольшую эффективность устройств на их основе, с использованием наиболее адекватных методов описания физических процессов в РТД-структурах. Для определения предельной возможной мощности генерации необходима разработка нелинейной теории, основанной на решении нестационарного уравнения Шредингера. Существующие к настоящему времени теоретические работы в этом направлении [6–9] используют целый ряд приближений, таких как замена реального профиля барьеров дельта-функциями [6, 7, 9], решение задачи для случая падения на структуру моноэнергетического пучка (что не соответствует условиям существующих экспериментов) и, наконец, использование приближенных граничных условий при решении нестационарного уравнения Шредингера [7–9], в частности, распростране-

*E-mail: kapaev@lebedev.ru

ние на динамическую задачу стационарных граничных условий [10]. Все это приводит к ограниченности области применимости получаемых результатов как по параметрам структур, так и по параметрам внешнего воздействия, и может быть причиной не только количественных, но и качественных отличий результатов от точных.

В работах [11, 12] проведено детальное исследование закономерностей линейного высокочастотного отклика одно- и двухъямных резонансно-туннельных структур (РТС) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ с учетом реального профиля потенциала гетероструктур, влияния постоянного электрического поля и фермиевского распределения электронов в контактах на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера с приближенными граничными условиями [10]. Эти граничные условия фактически совпадают с граничным условием для стационарной задачи. Для переменного во времени воздействия они формально могут быть обоснованы для малых амплитуд и частот переменного сигнала. При линейном анализе первое условие выполнено, второе же может нарушаться. Для конечных амплитуд переменного сигнала нарушаются оба условия.

В этой связи возникает потребность использования более точной формулировки динамической задачи и оценки точности ранее проведенных вычислений. В работах [13, 14] сформулированы точные открытые граничные условия для нестационарного уравнения Шредингера. Они носят интегральный по времени характер, их использование затруднено, поскольку требует слишком больших вычислительных ресурсов [15].

Для анализа установившегося состояния наиболее продуктивным оказывается метод, основанный на использовании теоремы Флоке и разложении установившегося решения нестационарного уравнения Шредингера для периодического воздействия по модам Флоке [16, 17]. Этот метод свободен от ограничений, как по частоте, так и по амплитуде переменного воздействия (в рамках применимости баллистического описания переноса с помощью уравнения (1) и записи переменного поля в виде (2)).

2. РАЗЛОЖЕНИЕ РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА ПО МОДАМ ФЛОКЕ

Для определения отклика РТС, состоящей из одной или нескольких квантовых ям, на воздействие переменного электрического поля с учетом приложенного к структуре постоянного электрического

смещения V_{dc} необходимо решить нестационарное уравнение Шредингера

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

где m — эффективная масса электрона в структуре, $U_c(x)$ — потенциальный профиль дна зоны проводимости РТС, $eV_{dc}(x)$ — изменение потенциала под действием постоянного напряжения V_{dc} , прикладываемого к структуре, $eV_{ac}(x, t)$ — потенциал внешнего переменного электрического поля, характеризующегося амплитудой V_{ac} и частотой ν . Выбираем $V_{ac}(x, t)$ в виде

$$V_{ac}(x, t) = (x/L)V_{ac} \cos(2\pi\nu t), \quad (2)$$

где L — размер (толщина) структуры.

Для периодического во времени потенциала справедлива теорема Флоке (аналог теоремы Блоха) [16]

$$\psi(x, t) = e^{-i\varepsilon t/\hbar} \Phi(x, t), \quad (3)$$

где $\Phi(x, t) = \Phi(x, t + \tau)$ — периодическая функция Флоке с периодом $\tau = 1/\nu$, ε — энергия Флоке, определенная с точностью $nh\nu$.

При численном решении задачи аппроксимируем зависимости потенциалов от пространственной переменной x кусочно-постоянными функциями [18], т. е. разбиваем исследуемую структуру на N областей, в каждой из которых потенциал не зависит от x . В j -й области постоянства потенциала можно выполнить разделение переменных и решение уравнения (1) записать в виде

$$\begin{aligned} \psi_j(x, t) = \exp\left(-\frac{i\varepsilon t}{\hbar}\right) \sum_n \exp(-2in\pi\nu t) \times \\ \times \exp\left[-\frac{ieV_{ac}^j}{\hbar\nu} \sin(2\pi\nu t)\right] \times \\ \times [a_n^j \exp(iq_n^j x) + b_n^j \exp(-iq_n^j x)], \quad (4) \end{aligned}$$

где V_{ac}^j — амплитуда переменного сигнала в области с номером j , q_n^j — волновой вектор n -й моды Флоке,

$$\frac{\hbar^2 (q_n^j)^2}{2m} = \varepsilon + nh\nu - U_c^j - eV_{dc}^j, \quad (5)$$

$V_{dc}^j = V_{dc}(x_j)$, $U_c^j = U_c(x_j)$. В качестве энергии Флоке ε для открытой системы удобно выбрать энергию E падающего электрона.

На границах раздела соседних слоев должно выполняться условие непрерывности волновой функции ψ и потока $(1/m) d\psi/dx$. Интегрируя получаемые при этом соотношения по периоду воздействия

(от 0 до τ), получаем связь коэффициентов a, b в соседних слоях. На границах слоев $(j-1)-(j)$ они имеют вид

$$a_n^j + b_n^j = \sum_k J_{n-k} \left(\frac{e\Delta V_j}{h\nu} \right) \times \left[a_k^{j-1} \exp(iq_k^{j-1} h_{j-1}) + b_k^{j-1} \exp(-iq_k^{j-1} h_{j-1}) \right], \quad (6)$$

$$\frac{q_n^j}{m_j} (a_n^j - b_n^j) = \sum_k J_{n-k} \left(\frac{e\Delta V_j}{h\nu} \right) \frac{q_k^{j-1}}{m_{j-1}} \times \left[a_k^{j-1} \exp(iq_k^{j-1} h_{j-1}) - b_k^{j-1} \exp(-iq_k^{j-1} h_{j-1}) \right], \quad (7)$$

где $\Delta V_j = V_{ac}^j - V_{ac}^{j-1}$, J_n — функция Бесселя, h_j — толщина j -го слоя. Из (6), (7) получаем выражения для a и b в j -м слое через значения в предыдущем. В матричной форме они имеют вид

$$\begin{pmatrix} \mathbf{a}^j \\ \mathbf{b}^j \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{j-1,j} \begin{pmatrix} \mathbf{a}^{j-1} \\ \mathbf{b}^{j-1} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $\mathbf{M}_{j-1,j}$ — матрица переноса через границу слоев $(j-1)-(j)$.

При такой постановке в качестве «граничных условий» используются условия на бесконечности. В контактных сильнолегированных областях эмиттера и коллектора потенциал не зависит от координаты, поэтому решение является комбинацией плоских волн. Для электрона, падающего слева, в области эмиттера «граничное условие» имеет вид

$$a_n^0 = A\delta_{n0}, \quad b_n^0 = r_n \quad (9)$$

и соответствует падающей из минус бесконечности волне с амплитудой A , энергией E (далее $A = 1$) и набору отраженных от структуры волн с коэффициентами отражения в n -й моде Флоке r_n и энергиями $E + nh\nu$. В области коллектора при этом отсутствуют волны, приходящие из бесконечности, поэтому

$$a_n^{N+1} = t_n, \quad b_n^{N+1} = 0, \quad (10)$$

где t_n — амплитуды волны, прошедшей в n -й моде Флоке.

Последовательно применяя соотношение (8) для границ $1, \dots, N$, окончательно получаем

$$\begin{pmatrix} \mathbf{t} \\ 0 \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{N,N+1} \mathbf{M}_{N-1,N} \dots \mathbf{M}_{0,1} \begin{pmatrix} \delta_{n0} \\ \mathbf{r} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} \delta_{n0} \\ \mathbf{r} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где \mathbf{M} — матрица переноса. Выражение (11) представляет собой бесконечную систему уравнений относительно векторов \mathbf{r} и \mathbf{t} . При численных расчетах количество учитываемых мод Флоке ограничивают конечной величиной K , которая определяется из условий сходимости результатов. Хорошим количественным критерием точности расчета является выполнение закона сохранения

$$\sum_n (T_n + R_n) = 1, \quad (12)$$

где T_n и R_n — потоки в n -й моде Флоке, соответственно прошедшие в коллектор и отраженные в эмиттер, суммирование в (12) выполняется по распространяющимся модам, для которых q_n — действительны,

$$T_n = \frac{m_0}{m_{N+1}} \frac{q_n^{N+1}}{q_0^0} |t_n|^2, \quad R_n = \frac{q_n^0}{q_0^0} |r_n|^2. \quad (13)$$

Найдя r_n из выражения (11), используя (8), можно последовательно определить коэффициенты a_n и b_n в каждом слое и распределение электрического тока в структуре, $j_l(x, E)$, при заданной энергии E падающего слева электрона. Выражение для тока можно представить в виде

$$j(x, E) = j_0 + \sum_{k=1}^K [j_{ak}(x, E) \cos(2\pi kvt) + j_{rk}(x, E) \sin(2\pi kvt)], \quad (14)$$

где j_{ak} и j_{rk} — k -е гармоники активного и реактивного токов.

Аналогичную задачу необходимо решить и для электрона, налетающего на структуру справа из коллектора.

Полный ток и его гармоники получаются интегрированием полученных величин с фермиевской функцией, учитывающей равновесное распределение носителей в контактных областях. Амплитуда суммарного тока I_{kl} на частоте $k\nu$ для электронов, падающих из эмиттера (слева), дается выражением

$$I_{kl} = \frac{emk_B\Theta}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty dE \bar{j}_{kl}(E) \times \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E}{k_B\Theta} \right) \right], \quad (15)$$

где m — масса электрона, k_B — константа Больцмана, Θ — температура, E_F — энергия Ферми, а

$$\bar{j}_{kl}(E) = \frac{1}{L} \int_0^L j_{kl}(x, E) dx \quad (16)$$

— средний по структуре ток. Именно эта величина определяет энергию, отдаваемую (или получаемую) источником гармонического сигнала току во внешней цепи [19]. Для электрона, падающего справа, выражение для тока I_{kr} получается из (15) заменой j_{kl} на j_{kr} и E_F на $E_F - eV_{dc}$.

Суммарный электрический ток определяется как разность, $I_k = I_{kl} - I_{kr}$.

Для исследования закономерностей высокочастотного отклика необходимо вычислить действительную часть высокочастотной проводимости (активную проводимость):

$$\sigma' = I_{a1}/V_{ac}, \quad (17)$$

где I_{a1} — активный ток в первой гармонике. Отрицательное значение σ' соответствует усилению (генерации) электромагнитных волн, положительное — поглощению. Для исследования явления детектирования электромагнитных волн необходимо вычислить разность постоянных составляющих I_0 тока для падения электронов слева и справа.

В отличие от использованных ранее прозрачных граничных условий Елесина [10], изложенный выше метод разложения по модам Флоке справедлив при произвольных амплитудах и частотах внешнего воздействия. Сравнение данных, полученных с использованием приближенных граничных условий, с результатами, полученными методом разложения по модам Флоке, позволяет определить пределы применимости приближенных методов [10, 11].

В области эмиттера волновая функция (4) с учетом условий (9) имеет вид

$$\psi_0(x, t) = e^{-i\epsilon t/\hbar} \times \sum_n e^{-2\pi i n \nu t} [\exp(iq_n^0 x) + r_n \exp(-iq_n^0 x)]. \quad (18)$$

Используя выражение (18), при $x = 0$ получаем

$$\psi(0, t) + \frac{1}{q_0^0} \frac{\partial \psi(0, t)}{\partial x} = e^{-i\epsilon t/\hbar} \left[2 + \sum_n \left(1 - \frac{q_n^0}{q_0^0} \right) e^{-2\pi i n \nu t} r_n \right]. \quad (19)$$

При условии $h\nu \ll \epsilon$ выражение (19) переходит в

$$\psi(0, t) + \frac{1}{q_0^0} \frac{\partial \psi(0, t)}{\partial x} = 2e^{-i\epsilon t/\hbar}, \quad (20)$$

что совпадает с граничным условием, получаемым для стационарного случая и использованным в [10–12] для динамической задачи.

Аналогичные выражения можно записать и для граничного условия при $x = L$. При этом для получения граничного условия [10] наряду с $h\nu \ll \epsilon$ требуется выполнение условия $eV_{ac} \ll h\nu$.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ РАЗЛОЖЕНИЯ ПО МОДАМ ФЛОКЕ И С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИБЛИЖЕННЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ

В качестве объектов исследования, как и в работах [11, 12], выбраны РТС на основе полупроводниковых соединений $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$. Такой выбор обусловлен тем, что именно для таких структур получены наилучшие экспериментальные результаты по генерации в области терагерцевых частот [3–5]. При расчетах высокочастотных свойств двухбарьерных (одномных) и трехбарьерных (двухъямных) РТС использовались следующие параметры: $m = 0.041m_0$ — масса электрона, $\Delta E_c = 1.2$ эВ — скачок дна зоны проводимости на границах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$.

Было проведено сравнение результатов, полученных описанным выше методом разложения по модам Флоке и решением динамической задачи с приближенным граничным условием (20) для структур с параметрами из работ [11, 12]. Расчеты показывают, что при частотах ниже 1 ТГц и малой амплитуде переменного сигнала результаты двух методик практически совпадают как для одномных, так и для двухъямных структур. С ростом частоты и амплитуды V_{ac} наблюдаются количественные различия, но они сравнительно невелики даже в условиях, когда формально условия применимости формулы (20) не выполнены. Для трехбарьерных структур область применимости приближенного метода сдвигается в область более низких по сравнению с двухбарьерными структурами частот.

Для трехбарьерных структур положения резонансных минимумов зависимостей $\sigma'(\nu)$ для обеих методик оказываются очень близкими, численные же значения σ' в минимуме могут различаться достаточно сильно. Например, для структуры 20/120/20/90/20 (толщины барьеров в ангстремах — обычный шрифт, ям — полужирный) при постоянном смещении $V_{dc} = 0.08$ В (это соответствует области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) вольт-амперной характеристики (ВАХ)) основное различие наблюдается в области минимума зависимости $\sigma'(\nu)$: значение в минимуме

составляет $-5.57 \cdot 10^7$ для приближенных граничных условий, и $-7.78 \cdot 10^7$ А/В·см² для разложения Флоке, т. е. количественно различия вполне значимы.

Проведено сопоставление численных результатов для широкого набора параметров РТС и внешнего воздействия, которое показало достаточно хорошее соответствие решений, полученных с помощью простейшего вида открытых граничных условий и методом разложения по модам Флоке, для РТС с барьерами шириной более 10 Å. Фактически это свидетельствует о слабой чувствительности решения динамической задачи к конкретному виду граничных условий. Таким образом, использование приближенных граничных условий в работах [11, 12] вполне оправдано.

Качественные различия в результатах двух подходов проявляются в ситуациях, когда выполнено условие $E_r < \Gamma$ (E_r — положение резонанса, Γ — его ширина). Как показано в работе [11], в структурах с достаточно широкими барьерами такое условие не реализуется во всем диапазоне напряжений V_{dc} . В случае структур с малой шириной барьеров условие $E_r < \Gamma$ может быть выполнено. В этом случае на зависимости парциального тока от энергии, $\bar{j}_{a1}(E)$, полученной методом Флоке, наблюдается излом при $E = h\nu$, обусловленный включением нового канала распространения по состоянию Флоке с $n = -1$. Использование приближенного метода не позволяет описать этот эффект. Описанный эффект имеет место даже в пределе малой амплитуды переменного сигнала, с ростом амплитуды V_{ac} различия еще более возрастают. С увеличением толщины барьеров различия уменьшаются, и уже при толщине барьера $h_b = 12$ Å качественных различий в $\bar{j}_{a1}(E)$ не наблюдается.

Граничное условие типа (20) в принципе может работать в ситуациях, когда в системе отсутствуют состояния с энергией ниже положения дна зоны проводимости в контактах. В противном случае отсутствует даже качественное соответствие результатов для любых толщин барьеров. Примером могут служить системы, в которых реализуется так называемый резонанс Фано, обусловленный взаимодействием состояния непрерывного спектра с энергией E и локализованного состояния $E'_r + h\nu$, где E'_r — энергия локализованного состояния ($E'_r < 0$). В этом случае различия результатов двух методов расчета кардинальные, причем для граничных условий (20) получается нефизический результат — усиление ($\sigma' < 0$) даже в отсутствие внешнего смещения (т. е. вне области отрицательной проводимости). Для метода Флоке все особенности $\bar{j}_{a1}(E)$ и в этом случае

физически понятны, резонанс Фано появляется при $E = E'_r + h\nu$ (n — целое).

4. НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЖИМ УСИЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ

Линейный анализ позволяет определить частоту, соответствующую максимуму усиления. Именно на этой частоте ожидается генерация. Для детального описания процесса генерации необходимо вычислить отклик системы на воздействие с конечной амплитудой. Решение с помощью разложения по модам Флоке представляется для этого идеальным методом. Он не содержит ограничений ни по частоте, ни по амплитуде переменного сигнала, сравнительно прост в численной реализации, имеет надежные способы контроля точности расчета (условие непрерывности постоянной составляющей тока, закон сохранения (12)).

Как показывают расчеты, количество K учитываемых мод Флоке, необходимое для достижения заданной точности, определяется отношением $eV_{ac}/h\nu$ (этот вывод следует из вида системы уравнений (6), (7) и свойств функций Бесселя для большого значения аргумента). Для низкой частоты величина K должна быть большой. В этой связи удобным дополнительным критерием точности расчетов является совпадение результатов в области низких частот с результатами, получаемыми в пределе $\nu \rightarrow 0$ из статической ВАХ. Для произвольной амплитуды и малых частот зависимость тока от времени можно получить, используя статическую ВАХ $I_{st}(V_{dc})$, считая напряжение зависящим от времени как от параметра:

$$I(t) = I_{st}[V_{dc} + V_{ac} \cos(2\pi\nu t)] = I_0(V_{dc}, V_{ac}) + \sum_k I_k(V_{dc}, V_{ac}) \cos(2\pi k\nu t), \quad (21)$$

$$I_0 = \nu \int_0^{1/\nu} I_{st}(t) dt, \quad (22)$$

$$I_k = 2\nu \int_0^{1/\nu} \cos(2\pi k\nu t) I_{st}(t) dt.$$

В пределе малой амплитуды переменного воздействия изменение постоянной составляющей тока равно

$$dI_0 = I_0(V_{dc}, V_{ac}) - I_0(V_{dc}, 0) = \frac{1}{4} \frac{d^2 I_{st}}{dV_{dc}^2} V_{ac}^2, \quad (23)$$

а действительная часть проводимости равна

$$\sigma' = \frac{I_1(V_{dc}, V_{ac})}{V_{ac}} = \frac{dI_{st}}{dV_{dc}}. \quad (24)$$

Нелинейный режим исследовался в работах [6–9] для модельных систем с использованием приближенных методов расчета. В настоящей работе выполнены расчеты для реальных систем (с учетом реального профиля гетероструктур) в реальных условиях эксперимента (фермиевское распределение электронов в контактах) с использованием изложенной выше методики решения нестационарного уравнения Шредингера. Мы будем рассматривать два типа гетероструктур: I — структуры оптимальные для усиления и генерации терагерцевого излучения, аналогичные рассмотренным в работе [11] и II — структуры, которые могут быть использованы в детекторах терагерцевого излучения, в том числе и в условиях отсутствия внешнего смещения. В обоих случаях будем сопоставлять одноямные и двухъямные структуры.

Основной задачей исследования нелинейного режима является определение значения амплитуды генерируемого поля E_G . Для точного самосогласованного нахождения E_G необходимо решение уравнений Максвелла с током, вычисленным на основе решения уравнения Шредингера по изложенной выше методике. Результат электродинамического расчета при этом будет существенно определяться как конкретной геометрией структуры (размерами всех слоев, включая контактные, размерами и формой мезаструктуры), так и конструкцией устройства вывода излучения (антенны). Такой расчет представляется самостоятельной, достаточно сложной задачей и не является предметом настоящей работы. Качественные же выводы о характере изменения E_G при изменении параметров структуры можно сделать, либо просто анализируя зависимости амплитуды первой гармоники I_{a1} активного тока, возбуждаемого в структуре, от амплитуды V_{ac} приложенного переменного напряжения, полученные на основе решения уравнения Шредингера, либо используя некоторые приближенные подходы для получения уравнения самосогласования. В работах [7, 10, 20] для оценки поля генерации E_G в РТС используется простейшая формула

$$\frac{E_G}{2\tau_0} = -\frac{2\pi}{\kappa} I_{a1}(V_{ac}), \quad (25)$$

где τ_0 — время, характеризующее потери в системе, κ — диэлектрическая проницаемость. Уравнение (25) получается из укороченных уравнений Максвелла с добавлением феноменологического параметра

τ_0 . Формулы типа (25) используются и при анализе генерации в полупроводниковых лазерах. Там величина τ_0 определяется коэффициентом нерезонансного поглощения излучения в среде и отражениями от лазерных зеркал [21]. В случае РТС вычисление τ_0 является сложной задачей, поскольку требуется учет не только характеристик РТС, но и внешнего окружения (контакты, антенны и др.), и поэтому в работах, связанных с изучением высокочастотных свойств РТС, как правило, τ_0 используется в качестве свободного параметра [7, 10].

Выражение типа (25) можно получить и из простых энергетических соображений. Энергия, получаемая полем от потока электронов, равна $W = I_{a1} E_G$ [19]. Естественно предположить, что потери Q в системе пропорциональны интенсивности излучения:

$$Q = \frac{c}{8\pi} \alpha E_G^2,$$

где α — эффективный коэффициент поглощения излучения в системе. Приравнявая W и Q , получаем связь E_G с током I_{a1} , аналогичную (25). При этом получается и связь τ_0 с α : $\tau_0 = \kappa/2c\alpha$. Поле генерируется только в области РТС (толщиной L), поглощение же излучения имеет место в более широкой области l (включая контактные слои); поэтому в эффективный коэффициент поглощения входит и геометрический фактор l/L . Непосредственно в области РТС поглощение мало (эта область не легирована и $L \ll \lambda$), поэтому величина α (и, следовательно, τ_0) определяется в основном контактами и потерями, связанными с устройством вывода излучения.

Воспользовавшись определением σ' (17) и учитывая, что в нашем случае $V_{ac} = E_G L$, из (25) получаем

$$\sigma'(V_{ac}) = -\frac{\kappa}{4\pi\tau_0 L} \equiv \sigma'_c. \quad (26)$$

Таким образом, исходя из достаточно общих соображений, можно заключить, что для определения V_{ac} (и, следовательно, поля E_G) нужно исследовать зависимость $\sigma'(V_{ac})$ (фактически именно в этом и состоит основной смысл использования соотношения (25)), и для заданного τ_0 определить из (26) предельное значение V_{ac}^c . В данной работе мы будем анализировать особенности режимов генерации, обусловленные нелинейным характером функции $\sigma'(V_{ac})$, считая τ_0 свободным параметром. Как будет видно ниже, получаемые при этом результаты имеют общий характер, не зависят критическим образом от конкретного значения τ_0 и понятны на качественном физическом уровне. Дополнительным аргументом в пользу такого подхода является то, что получаемая

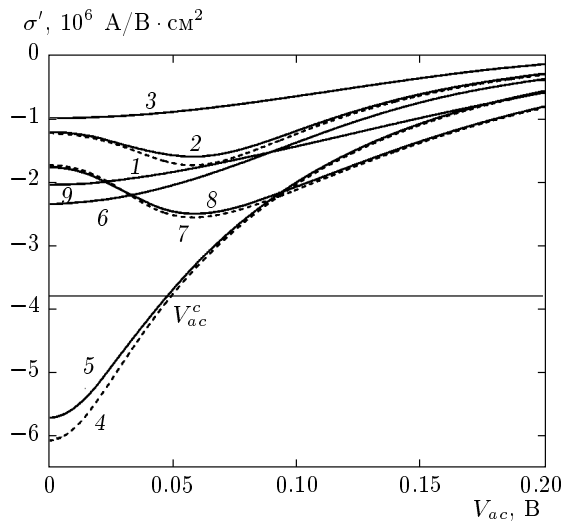


Рис. 1. Зависимости активной части высокочастотной проводимости σ' двухбарьерной РТС 14/45/14 от амплитуды переменного сигнала V_{ac} для $V_{dc} = 0.38$ В (кривые 1–3), 0.42 В (4–6), 0.46 В (7–9). Кривые 1, 4, 7 соответствуют пределу $\nu \rightarrow 0$; $\nu = 1$ ТГц для кривых 2, 5, 8 и $\nu = 5$ ТГц для кривых 3, 6, 9

нами величина σ' определяется только толщинами РТС, в то время как τ_0 зависит от геометрии прибора в целом, т. е. может значительно варьироваться для заданных толщин РТС.

Полученные зависимости $\sigma'(V_{ac})$ в принципе позволяют в соответствии с выражением (26) оценить необходимые пороговые для генерации значения τ_{0th} , исходя из вычисленных максимальных значений $|\sigma'|$, характеризующих усиление. Для значений $|\sigma'| \sim 10^6$ А/В·см², характерных для рассматриваемых ниже одноямных структур (рис. 1), из (26) получим $\tau_{0th} = 1.7 \cdot 10^{-12}$ с. Для двухъямных структур в области резонансной частоты имеем $|\sigma'| \sim 10^7$ А/В·см² (см. ниже рис. 5) и $\tau_{0th} = 4.6 \cdot 10^{-14}$ с. Соответствующие этим τ_0 значения α при этом оказываются равными 130 см⁻¹ для одноямной структуры и 4710 см⁻¹ для двухъямной структуры в резонансе. Генерация будет иметь место при $\tau_0 > \tau_{0th}$.

В качестве примера одноямной РТС рассмотрим структуру 14/45/14 (яма InGaAs 45 Å, барьеры AlAs 14 Å), линейный анализ для которой выполнен в работе [11]. На рис. 1 представлены зависимости $\sigma'(V_{ac})$ для такой структуры. Штриховые кривые соответствуют пределу $\nu \rightarrow 0$ и получены из выражений (22), (24). Напряжения постоянного смещения V_{dc} выбраны в области ОДП статической ВАХ; $V_{dc} = V_{dc}^m = 0.42$ В соответствует максималь-

ной неустойчивости (максимум $|dI_{st}/dV_{dc}|$). Интересный для усиления диапазон по V_{ac} определяется шириной области ОДП статической ВАХ [11]. Для $V_{dc} = V_{dc}^m$ зависимость $\sigma'(V_{ac})$ является монотонно убывающей для всех частот. В этом случае имеет место мягкий режим возбуждения: усиление превышает потери для амплитуд V_{ac} в диапазоне от нуля до значения V_{ac}^c , которое определяется из выражения (26), и генерируемое поле равно $E_G = V_{ac}^c/L$. Для заданного τ_0 имеется критическое значение частоты, начиная с которой уравнение (26) не имеет решения и генерация невозможна.

Интересным представляется наличие двух решений уравнения (26) в некотором диапазоне σ'_c как для $V_{dc} < V_{dc}^m$, так и для $V_{dc} > V_{dc}^m$. Это может приводить к жесткому режиму генерации и гистерезису при изменении какого-либо параметра (например, V_{dc}). Такое поведение $\sigma'(V_{ac})$ легко понять из анализа низкочастотного предела. Для малых V_{ac} величина $|\sigma'|$ равна $|dI_{st}/dV_{dc}|$ и в обоих случаях оказывается меньше, чем при $V_{dc} = V_{dc}^m$. С увеличением амплитуды переменного воздействия для той половины периода, когда $\cos(2\pi\nu t) > 0$ для $V_{dc} < V_{dc}^m$ и $\cos(2\pi\nu t) < 0$ для $V_{dc} > V_{dc}^m$, ток будет соответствовать участку ВАХ с большей производной вплоть до $V_{ac} = |V_{dc}^m - V_{dc}|$, что приведет к росту $|\sigma'|$ с увеличением V_{ac} . Затем доля периода, в которой ток соответствует участку с большой производной, начнет убывать, что приведет к уменьшению $|\sigma'|$. Таким образом, на зависимости $\sigma'(V_{ac})$ образуется минимум при $V_{ac} \approx |V_{dc}^m - V_{dc}|$.

При значениях V_{dc} вне области ОДП в принципе возможна ситуация, когда, начиная с некоторой величины V_{ac} , значение σ' становится отрицательным, т. е. с ростом амплитуды поглощение сменяется усилением. С ростом частоты ν воздействия происходит существенная перестройка спектра системы, ток перестает следовать адиабатически за изменением приложенного поля, глубина минимума уменьшается, и, наконец, зависимости $\sigma'(V_{ac})$ становятся монотонными для всех V_{dc} .

Сравнение кривых для $V_{dc} = 0.42$ В и $V_{dc} = 0.46$ В показывает, что в последнем случае может быть достигнуто большее поле генерации, несмотря на то, что первый случай представляется оптимальным для генерации исходя из линейного анализа.

Состояние РТС в статическом электрическом поле обычно характеризуют зависимостью коэффициента прохождения от энергии налетающего электрона, $T(E)$. Положения максимумов зависимости $T(E)$ соответствуют резонансным состояниям E_r , полуширины $T(E)$ — временам жизни этих состояний.

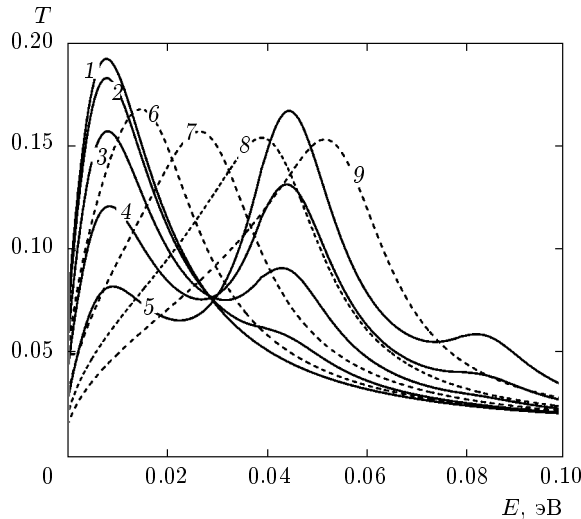


Рис. 2. Зависимости суммарного пропускания T от энергии E для одноямной РТС 14/45/14 и $V_{dc} = 0.42$ В при $h\nu = 40$ мэВ (кривые 2–5) и $h\nu = 2$ мэВ (6–9). Кривая 1 соответствует стационарному случаю, $V_{ac} = 0.025$ В (кривые 2, 6); 0.05 В (3, 7); 0.075 В (4, 8), 0.1 (5, 9)

При наличии периодического воздействия при заданной энергии E падающего электрона в пропускании участвует целый набор состояний Флоке с квазиэнергиями $E + nh\nu$. Величина вклада в пропускание T_n n -го квазиэнергетического состояния определяется амплитудой V_{ac} . Поэтому состояние в переменном поле, по аналогии со стационарным случаем, можно характеризовать с помощью суммарного пропускания по всем состояниям Флоке:

$$T(E) = \sum_n T_n, \tag{27}$$

где суммирование проводится по всем распространяющимся модам.

На рис. 2 для иллюстрации представлен набор зависимостей $T(E)$ одноямной РТС 14/45/14 для разных амплитуд V_{ac} и частот ν электронов, падающих слева (из эмиттера) при $V_{dc} = 0.42$ В. В стационарном случае значения пропускания для электронов, падающих слева и справа, совпадают. При наличии переменного сигнала это не так, но при работе при напряжениях V_{dc} в области ОДП вклад в ток от электронов справа подавлен фермиевским фактором, поэтому мы анализируем только падение слева.

Для $h\nu = 2$ мэВ кривые практически совпадают с результатом, получаемым в пределе нулевой частоты как результат усреднения статических кривых

зависимостей пропускания от энергии, $T_{st}(V_{dc}, E)$ по периоду изменения сигнала $1/\nu$:

$$T(E) = \nu \int_0^{1/\nu} T_{st}(V_{dc} + V_{ac} \cos(2\pi\nu t), E) dt. \tag{28}$$

Обращает на себя внимание существенно различное поведение зависимостей $T(E)$ для низких и высоких частот при конечных значениях V_{ac} . В случае малых $h\nu$ наблюдается один максимум на зависимости $T(E)$, амплитуда которого слабо уменьшается с увеличением V_{ac} , а положение E_{max} линейно растет с увеличением V_{ac} . Такое поведение легко понять из анализа ситуации $h\nu \rightarrow 0$ в соответствии с формулой (28). Для $V_{dc} = 0.42$ В значение $E_r = 9$ мэВ, получаемое из статического пропускания, а ширина резонанса около 20 мэВ. Значение T_{st} в максимуме является убывающей функцией V_{dc} , поэтому основной вклад в $T(E)$ вносит полупериод с отрицательным значением $V_{ac}(t)$, соответствующий большим значениям T_{st} и большим E_r . Последнее и объясняет рост положения максимума E_{max} суммарного пропускания $T(E)$. Учитывая, что сдвиг положения резонанса T_{st} при приложении внешнего напряжения V примерно равен $eV/2$, получаем, что сдвиг резонанса должен быть порядка $eV_{ac}/2$, что соответствует результатам расчета. Уширение $T(E)$ по сравнению с $T_{st}(V_{dc}, E)$ обусловлено вкладом в T зависимостей $T_{st}(E)$ при разных V_{dc} . Значение T в максимуме определяется фактически полусуммой

$$\frac{1}{2} [T_{st}(V_{dc} - V_{ac}) + T_{st}(V_{dc} + V_{ac})]$$

(этот вывод становится очевидным, если аппроксимировать $V_{ac}(t)$ ступенчатой функцией) и для $V_{dc} = 0.42$ В является медленно убывающей функцией поскольку $T_{st}(V_{dc} + V_{ac})$ убывает быстрее, чем растет $T_{st}(V_{dc} - V_{ac})$. При малой амплитуде $V_{ac} < 0.01$ В наблюдается квадратичный сдвиг положения максимума T . Качественно такое же поведение $T(E)$ наблюдается вплоть до частот 1 ТГц.

Для высоких частот поведение $T(E)$ качественно иное. На рис. 2 (кривые 2–5) представлены данные для $h\nu = 40$ мэВ. Такая частота выбрана для того, чтобы было выполнено условие $h\nu > \Gamma$, поскольку в нашем случае $\Gamma \approx 20$ мэВ. В этом случае в широком диапазоне V_{ac} наблюдается основной максимум зависимости $T(E)$ при энергии $E \sim E_r$, значение T в максимуме монотонно убывает с ростом V_{ac} . Это обусловлено нарушением за счет переменного поля условий интерференции волновых функций, в результате которой и формируется максимум пропускания. При $V_{ac} < 0.07$ В наблюдается квадратич-

ное смещение основного максимума с увеличением V_{ac} . Последнее является проявлением для открытой системы так называемого динамического эффекта Штарка, подробно изученного для атомных систем в световом поле [22]. Отметим, что квадратичный динамический эффект Штарка наблюдается в обоих предельных случаях малой и большой частот. Правда, для малых ν диапазон по V_{ac} оказывается гораздо меньшим. С ростом V_{ac} явно проявляются максимумы пропускания при $E = E_r + nh\nu$. Более того, начиная с некоторого значения V_{ac} , пропускание при энергии $E = E_r + h\nu$ становится большим, чем для основного резонанса. В принципе в таких системах могут проявляться и максимумы при энергиях, соответствующих квазиэнергиям с отрицательным n , но у нас они не наблюдаются, поскольку в рассматриваемом случае $E_r < h\nu$.

При $V_{dc} < V_{dc}^m$ качественное поведение зависимостей $T(E)$ оказывается аналогичным рассмотренному выше, а при $V_{dc} > V_{dc}^m$ имеются существенные различия. На рис. 3 представлены зависимости $T(E)$ для $V_{dc} = 0.46$ В. Общее отличие от предыдущего: рост T в максимуме при увеличении V_{ac} . Это легко понять, рассматривая предел $h\nu \rightarrow 0$ (рис. 3а). В этом случае величина $T_{st}(V_{dc} + V_{ac})$ мало меняется (убывает) с ростом V_{ac} , поэтому T_{max} определяется значением $T_{st}(V_{dc} - V_{ac})$, которое растет с увеличением V_{ac} . Тенденция роста T_{max} с увеличением V_{ac} сохраняется и при конечном значении $h\nu$. При $h\nu = 20$ мэВ (рис. 3б) положение максимума E_{max} сдвигается от E_r квадратично с увеличением V_{ac} при малой амплитуде V_{ac} , наблюдается значительный рост T при энергии $E_r + h\nu$ для больших V_{ac} . При больших $h\nu$ (рис. 3в,г) положение максимума смещается относительно E_r (максимума T_{st} при $V_{ac} = 0$) в некое положение E_{ra} , и уже около этого значения имеет место квадратичный штарковский сдвиг. Значение E_{ra} ($E_{ra} \approx 16$ мэВ для $h\nu = 30$ мэВ (рис. 3в) и $E_{ra} \approx 26$ мэВ для $h\nu = 40$ мэВ (рис. 3г)) удовлетворяет условию $E_{ra} = E_{rb} + h\nu$, где $E_{rb} = -14$ мэВ соответствует положению квазисвязанного состояния, лежащего ниже дна эмиттера [11], т. е. наблюдаемый в этих условиях резонанс является аналогом резонанса Фано. Максимум пропускания в этом случае обусловлен прохождением через первое состояние Флоке для исходного квазисвязанного состояния E_{rb} . Как показано в работе [11], линейный отклик при таких напряжениях максимален на частоте $h\nu = E_r - E_{rb}$.

Перейдем к исследованию нелинейного режима для трехбарьерных структур. В работе [11] показано, что такие структуры наиболее перспективны для

построения устройств усиления и генерации благодаря возможной узкополосности и перестройке по частоте при изменении V_{dc} . В данной работе будем рассматривать трехбарьерные конфигурации, аналогичные исследованным в [11] при линейном анализе, но для сужения полосы резонансного усиления увеличим ширину барьеров до 20 \AA . Таким образом, в основном будем исследовать нелинейные характеристики для структуры $20/120/20/90/20$. При низких частотах качественное поведение трехбарьерных структур аналогично исследованному выше случаю двухбарьерной РТС. Поэтому ниже основное внимание будет уделено изучению особенностей отклика в экстремумах зависимостей $\sigma'(\nu)$, имеющих место при $h\nu = h\nu_{21} \sim E_{r2} - E_{r1}$ и отсутствующих в двухбарьерных РТС.

На рис. 4 представлен пример зависимостей тока I_{a1} в первой гармонике от частоты переменного воздействия для набора значений амплитуд переменного сигнала V_{ac} и постоянного смещения $V_{dc} = 0.075$ В, соответствующего середине области ОДП статической ВАХ. Характерные особенности кривых — смещение максимума кривой $I_{a1}(\nu)$ и его уширение с ростом амплитуды V_{ac} переменного сигнала. Экстремальное значение $|I_{a1}|$ вначале растет с ростом V_{ac} , достигает максимума при $V_{ac} = 0.002$ В и затем убывает. Начиная с некоторого значения V_{ac} , образуются дополнительные максимумы усиления на частотах $\nu \sim \nu_{21}/n$ ($n = 2, 3, \dots$). Это обусловлено переходами между резонансными состояниями E_{r2} и E_{r1} за счет многофотонных процессов. Появление этих особенностей при малом значении V_{ac} (0.002 В) свидетельствует о том, что рассматриваемая система является существенно нелинейной. Аналогичные зависимости получаются и для других значений V_{dc} в области ОДП ВАХ. Положение максимумов $|I_{a1}|$ (и $|\sigma'|$) определяется величиной $E_{r2} - E_{r1}$. При $V_{dc} = 0.07$ В это расстояние равно 4.41 мэВ, что соответствует частоте близкой к 1 ТГц. Обращает на себя внимание слабое изменение $|I_{a1}|$ с увеличением ν для частот от нуля вплоть до значений, соответствующих экстремумам.

Для определения предельной амплитуды V_{ac} генерируемого излучения при заданном затухании в системе нужно построить, как и для одноямной структуры, зависимости $\sigma'(V_{ac})$. Поскольку двухъямные РТС представляют интерес в основном из-за наличия узких пиков $\sigma'(\nu)$ и значения в экстремумах $|\sigma'_{ex}| = |\sigma'(\nu_{ex})|$ значительно превосходят значения $|\sigma'|$ при $h\nu \rightarrow 0$, в дальнейшем ограничимся анализом зависимостей $\sigma'_{ex}(V_{ac})$ для экстремальных значений.

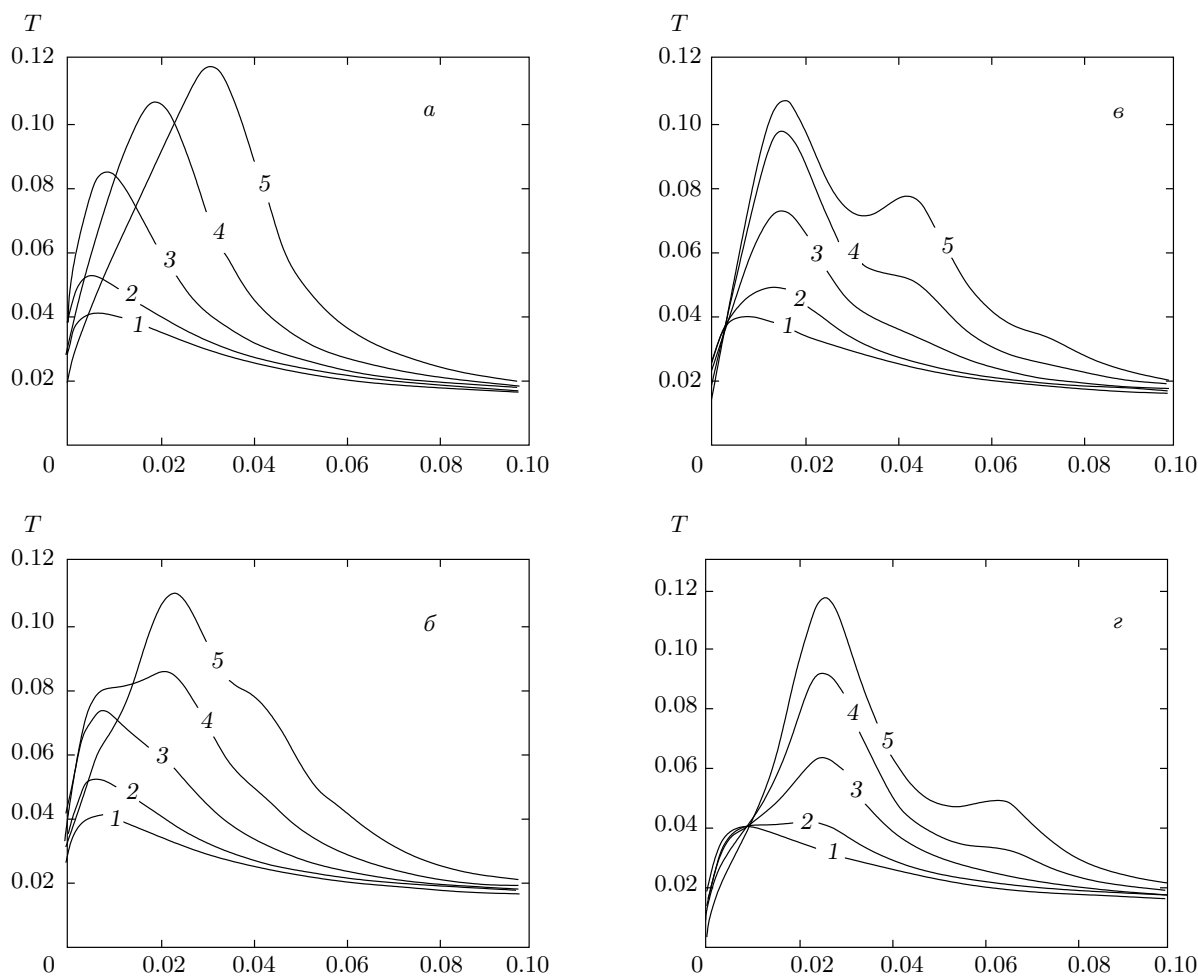


Рис. 3. Зависимости суммарного пропускания T от энергии E для РТС 14/45/14 и $V_{dc} = 0.46$ В для $h\nu$ [мэВ] = 0 (а), 20 (б), 30 (в), 40 (г). Для кривых 1–5 значения V_{ac} равны соответственно 0, 0.025, 0.05, 0.075, 0.1 В

На рис. 5 представлен набор зависимостей $\sigma'_{ex}(V_{ac})$ для экстремальных значений высокочастотной проводимости на первой гармонике от амплитуды переменного сигнала для значений постоянного смещения в ОДП ВАХ. Как видно из рис. 5, имеется порог по затуханию для достижения режима генерации, а амплитуда генерируемого поля сильно зависит от величины постоянного смещения V_{dc} . Максимальное поле достигается вовсе не в условиях максимальной неустойчивости, когда максимально значение $|\sigma'| (V_{ac} \rightarrow 0)$. При выборе конкретного значения V_{dc} следует учитывать, что значение получаемой частоты генерации $h\nu$ определяется расстоянием между резонансными состояниями E_{r1} и E_{r2} и зависит от V_{dc} [11]. Для рассматриваемой структуры $h\nu$ изменяется от 4.4 мэВ при $V_{dc} = 0.07$ В до 28.8 мэВ при $V_{dc} = 0.13$ В

практически линейно с увеличением V_{dc} .

Как и в случае одноямных структур, интересно проследить за изменением состояния системы во внешнем переменном поле на основе зависимостей $T(E)$. Для двухъямной структуры необходимо разделять нерезонансный случай, когда частота воздействия далека от $E_{r2} - E_{r1}$, и резонансный, когда $h\nu \sim E_{r2} - E_{r1}$. В первом случае для каждого резонансного состояния ситуация вполне аналогична одноямной: наличие переменного поля приводит к квадратичному по V_{ac} сдвигу положения каждого из резонансов.

Иная картина наблюдается вблизи резонанса. На рис. 6 представлены зависимости суммарного пропускания T от энергии электрона для $V_{dc} = 0.07$ В, частоты $h\nu = E_{r2} - E_{r1} = 4.41$ мэВ и различных амплитуд воздействия. Основной особенностью за-

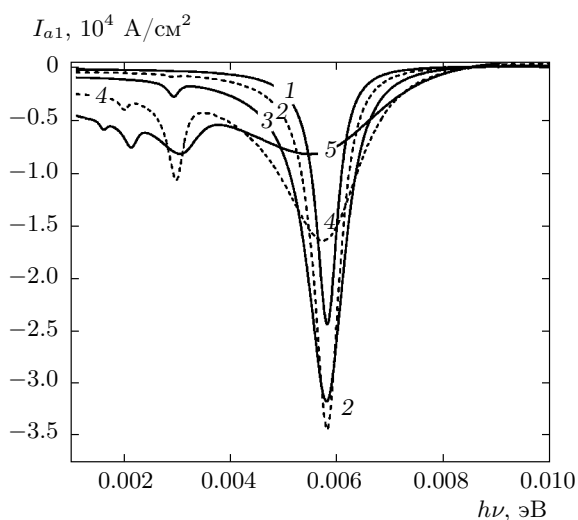


Рис. 4. Зависимости тока I_{a1} в первой гармонике от частоты ν переменного сигнала в двухъямной структуре 20/120/20/90/20 для $V_{dc} = 0.075$ В и набора амплитуд переменного сигнала V_{ac} [В] = 0.0005 (1), 0.001 (2), 0.002 (3), 0.005 (4), 0.010 (5)

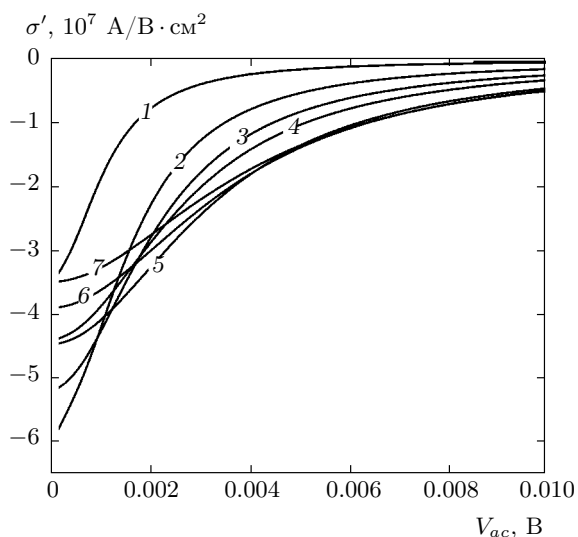


Рис. 5. Зависимости проводимости в экстремуме σ' от амплитуды V_{ac} переменного сигнала для структуры 20/120/20/90/20 и V_{dc} [В] для кривых 1–7 от 0.07 до 0.13 с шагом 0.01

зависимости $T(E)$ является расщепление каждого из пиков пропускания на два (E_{ri1} и E_{ri2}) при конечном значении V_{ac} , причем расстояние между ними, $E_{ri2} - E_{ri1}$ ($i = 1$ для первого и $i = 2$ для второго исходных резонансов) растет с увеличением V_{ac} . Явление расщепления уровней в переменном элек-

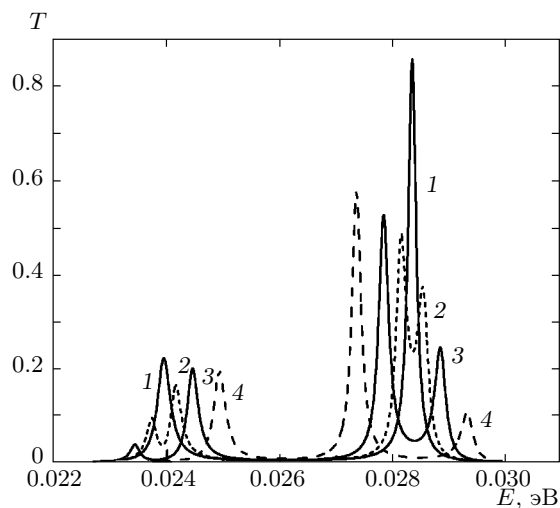


Рис. 6. Зависимости суммарного пропускания T двухъямной структуры от энергии E для резонансной частоты ($h\nu = E_{r2} - E_{r1} = 4.41$ мэВ), $V_{dc} = 0.07$ В для V_{ac} [В] = 0 (1), 0.002 (2), 0.005 (3), 0.01 (4)

тромагнитном поле хорошо известно для двухуровневых систем в световом (лазерном) поле. В нерезонансном случае влияние переменного поля приводит к квадратичному по амплитуде воздействия сдвигу уровней, в резонансном имеет место расщепление уровней [22, 23]. Мы фактически получили обобщение этого явления на открытые системы, когда резонансы имеют конечную ширину.

На рис. 7 представлены зависимости положения резонансов в пропускании от амплитуды переменного сигнала V_{ac} . При всех V_{ac} с высокой точностью разности $E_{r22} - E_{r12}$ и $E_{r21} - E_{r11}$ равны $h\nu$, а полусуммы $(E_{r11} + E_{r12})/2 = E_{r1}$ и $(E_{r21} + E_{r22})/2 = E_{r2}$. В отличие от двухуровневых систем, в нашем случае расщепление начинается с конечного V_{ac} , причем для второго резонансного уровня это значение выше. Такое поведение обусловлено конечностью ширины резонансов ($\Gamma_{r1} = 0.26$ мэВ, $\Gamma_{r2} = 0.16$ мэВ). Затем в некотором диапазоне положение E_{ex} экстремумов пропускания меняется линейно с V_{ac} . Когда разность $E_{ri2} - E_{ri1}$ становится по величине порядка $h\nu$, наблюдается максимум расщепления, и затем происходит некоторое уменьшение расщепления с ростом V_{ac} . При этом заметной величины достигают значения пропускания в высших модах Флоке. Зависимости величины пропускания в максимуме от V_{ac} имеют сложный немонотонный вид (штриховые линии на рис. 7).

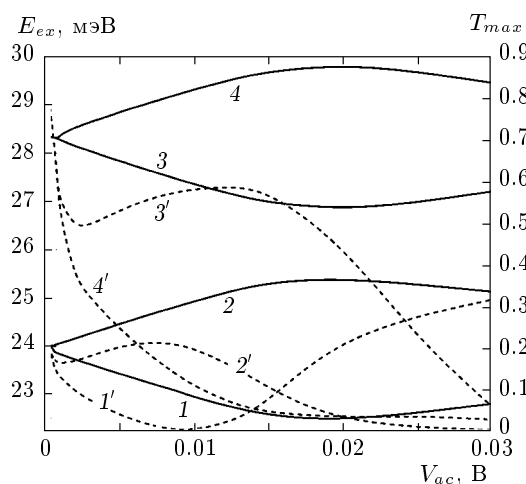


Рис. 7. Положения экстремумов пропускания (сплошные кривые) E_{ex} и значений (штриховые) суммарного пропускания T_{max} в них при изменении амплитуды переменного сигнала V_{ac} для $V_{dc} = 0.07$ В, $h\nu = 4.41$ мэВ

Исследовано изменение зависимости пропускания от энергии при смещении частоты от резонанса. Расщепления основных пиков наблюдаются в достаточно широком диапазоне частот (превышающем суммарную ширину Γ исходных состояний). При смещении от резонансной частоты амплитуда каждого низкоинтенсивного спутника убывает, а положение высокоинтенсивного приближается к кривой статического пропускания $T_{st}(E)$. Для частоты ниже резонансной более интенсивным оказывается низкочастотный спутник для первого уровня E_{r1} и высокочастотный для E_{r2} , т. е. эффективное расстояние между максимумами оказывается больше расстояния между уровнями в отсутствие переменного сигнала. Для частот, больших резонансной, ситуация обратная. Для E_{r1} более интенсивным является высокочастотный спутник, для E_{r2} — низкочастотный, и эффективное расстояние между резонансами оказывается меньше $E_{r2} - E_{r1}$, как и в случае динамического эффекта Штарка для чисто двухуровневой системы. Пример таких зависимостей $T(E)$ для частот ниже и выше резонансной приведен на рис. 8.

Аналогичный характер будут иметь зависимости пропускания от энергии и для других значений V_{dc} и не слишком больших V_{ac} . Таким образом, в двухъямных РТС проявляются все особенности динамического эффекта Штарка.

Для больших значений V_{ac} существенный вклад в пропускание вносят высшие моды Флоке. Зависимость $T(E)$ становится сложной функцией, форма

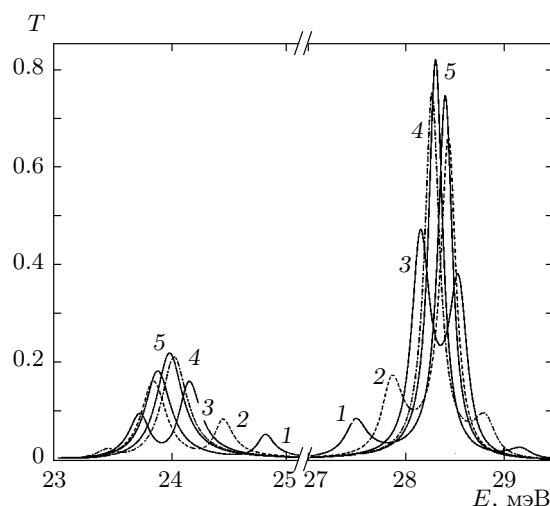


Рис. 8. Зависимости суммарного пропускания T структуры 20/120/20/90/20 от энергии E для $V_{dc} = 0.07$ В, $V_{ac} = 0.002$ В и энергий кванта $h\nu$ от 3.6 до 5.2 мэВ с шагом 0.4 мэВ (кривые 1–5)

которой значительно изменяется при небольшом изменении параметров, что характерно для многоканальных задач.

5. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО СИГНАЛА РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫМИ СТРУКТУРАМИ

Выше мы исследовали нелинейный отклик на частоте ν воздействия. В области ОДП величина $\sigma' < 0$, что соответствует усилению сигнала; вне ОДП величина $\sigma' > 0$, и это соответствует поглощению. Под действием внешнего воздействия изменяется, очевидно, и постоянная составляющая I_0 тока, т. е. такие системы могут являться детекторами высокочастотного излучения.

В настоящее время широко используются устройства детектирования терагерцевого излучения на основе барьеров Шоттки. При этом наиболее интересными являются устройства, работающие без внешнего постоянного смещения (zero biased detector) [24], позволяющие упростить конструкцию за счет отсутствия питания и значительно улучшить шумовые характеристики. Для реализации такого режима ВАХ устройства должна быть сильно асимметрична в нуле. В принципе создать ВАХ такого типа можно, используя либо простейшие одноямные РТС с асимметричными барьерами, либо более сложные двухъямные структуры [2, 25, 26]. Двухъям-

ямные РТС обладают дополнительными степенями свободы, позволяющими увеличить нелинейности ВАХ в области нулевых смещений.

В настоящей работе мы исследуем частотные зависимости изменения постоянного тока I_0 в поле высокочастотного сигнала и проводим оптимизацию параметров РТС для увеличения I_0 в условиях нулевого постоянного смещения. Главным результатом является обнаружение резонансного увеличения стационарного тока I_0 при частоте воздействия, соответствующей расстоянию между уровнями размерного квантования в системе. Как и выше, основные расчеты проводим для РТС на основе системы $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$, хотя качественно сделанные выводы справедливы, конечно, и для других гетероструктур.

Предварительный выбор параметров структур выполнялся на основе анализа статических ВАХ $I_{st}(V)$. В пределе низкой частоты и малой амплитуды переменного сигнала изменение постоянной составляющей тока определяется второй производной (см. выражение (23)), для произвольной амплитуды V_{ac} — формулой (22).

В одноямной структуре асимметрии ВАХ можно добиться, выбирая различными ширины барьеров. Ширина ямы при этом должна быть такой, чтобы положение резонансного уровня E_r при нулевом смещении было меньше энергии Ферми в контактах. Расчеты показывают, что для ширины ямы порядка 100 \AA и фиксированной ширины h_{b1} эмиттерного барьера существует оптимальное значение ширины h_{b2} коллекторного барьера. Например, для $h_{b1} = 10 \text{ \AA}$ максимальное значение d^2I_0/dV_{dc}^2 достигается при $h_{b2} = 15 \text{ \AA}$. Асимметрию ВАХ в трехбарьерных структурах можно создать и за счет использования ям различной ширины. В таких структурах пик статической ВАХ наблюдается в условиях резонанса уровней в соседних ямах. В результате в таких системах можно управлять положением максимума ВАХ в широких пределах. Для другого знака напряжения уровни расходятся, резонанс отсутствует, что ведет к существенно меньшему значению тока при обратном напряжении. При резонансе пропускание для каждого уровня оказывается порядка единицы, что приводит к увеличению тока по сравнению с одноямными структурами, в которых в области максимума тока пропускание оказывается меньше единицы.

В одноямном РТД область ОДП по V_{dc} соответствует значению, вблизи которого уровень размерного квантования уходит под дно эмиттера (прямое направление смещения) или коллектора (обратное

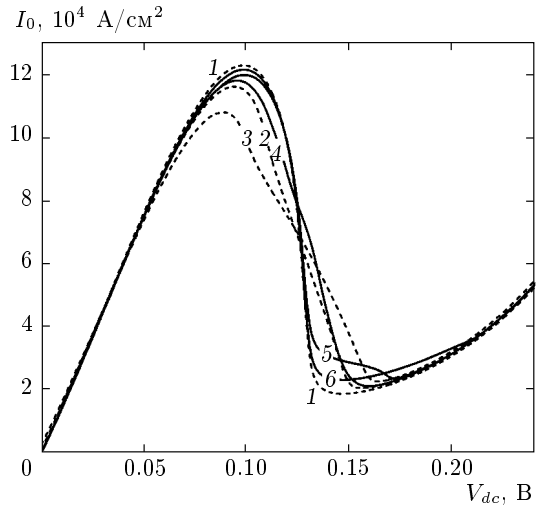


Рис. 9. ВАХ двухбарьерного РТД 10/100/15: кривые 1–3 получены из (22) для $V_{ac} = 0, 0.02, 0.03 \text{ В}$; 4–6 из решения динамической задачи для $V_{ac} = 0.02 \text{ В}$ и соответственно $h\nu = 4, 20, 40 \text{ мэВ}$

смещение). Поэтому и для прямого, и для обратного смещений положения пика ВАХ имеют место при близких значениях модуля V_{dc} , и асимметрия ВАХ обусловлена большим значением тока в пике I_p при прямом смещении. В трехбарьерном РТД пик прямого тока наблюдается вблизи напряжения V_{dcf} , соответствующего резонансу уровней в соседних ямах, при обратном — при напряжении V_{dcr} , близком к значению, соответствующему уходу уровня эмиттерной ямы под край зоны проводимости коллектора. Для близких по ширине ям справедливо неравенство $V_{dcr} \gg V_{dcf}$, что и объясняет большую асимметрию ВАХ в случае трехбарьерной структуры. Но основным положительным свойством трехбарьерных структур является не отмечавшаяся ранее возможность использования резонансных по частоте свойств, обусловленных наличием в системе двух уровней размерного квантования.

На рис. 9, 10 представлены для примера ВАХ двух- и трехбарьерных РТД для различных амплитуд V_{ac} и частот ν воздействия. Параметры структур подобраны на основе оптимизации с использованием выражений (22), (23) при $V_{dc} = 0$.

Как видно из рис. 9, для одноямных РТС существенные изменения ВАХ под воздействием переменного поля в основном оказываются в области ОДП и dI_0 убывает с увеличением ν . Изменения в области $V_{dc} = 0$ значительно меньше, тем не менее детектирование в этом режиме оказывается возможным. В трехбарьерных структурах (рис. 10) значи-

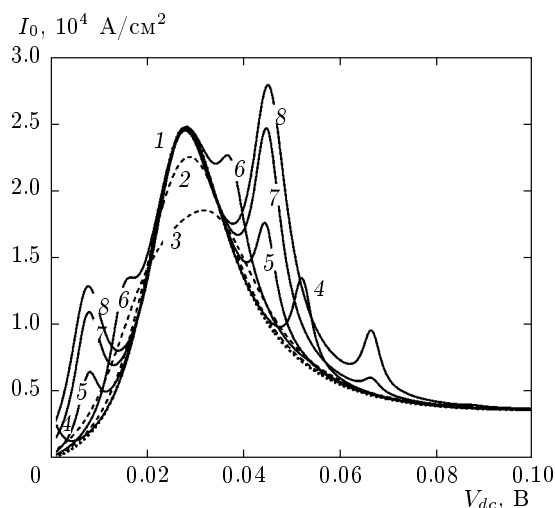


Рис. 10. ВАХ трехбарьерного РТД 15/100/20/90/15, полученные из (22) для $V_{ac} = 0, 0.005, 0.01$ В (кривые 1–3); из решения динамической задачи для $V_{ac} = 0.005$ В и $h\nu = 13, 10, 7$ мэВ (кривые 4–6), а также $h\nu = 10$ мэВ и $V_{ac} = 0.01$ В (7), 0.015 В (8)

тельно меньшим оказывается значение V_{dc} , соответствующее пику тока в прямом направлении, что приводит к увеличению чувствительности детектирования. Кроме того, ВАХ оказывается более симметричной относительно напряжения V_p , соответствующего пику. В этом случае заметное изменение тока наблюдается и при напряжении V_{dc} вне области ОДП. Это является положительным эффектом, поскольку в силу неустойчивости системы в области ОДП могут возникать дополнительные трудности для создания детекторов.

Наиболее существенной особенностью двухъямных структур является появление резких максимумов dI_0 при напряжениях V_{dc} , для которых расстояние $E_{r2} - E_{r1}$ между уровнями размерного квантования порядка $h\nu$. Изменение V_{dc} изменяет $E_{r2} - E_{r1}$ и, следовательно, смещает резонансную частоту. Таким образом, в этих структурах возможно создание перестраиваемых по частоте узкополосных детекторов терагерцевого излучения. Наиболее важной представляется возможность реализации в таких структурах селективного детектирования без внешнего смещения, т. е. при $V_{dc} = 0$ (см. рис. 10, кривая 4). Учитывая большой практический интерес к таким устройствам, в дальнейшем подробно будем исследовать именно этот режим.

Вначале приведем результаты для двухбарьерных структур. Используя выражение (23), можно

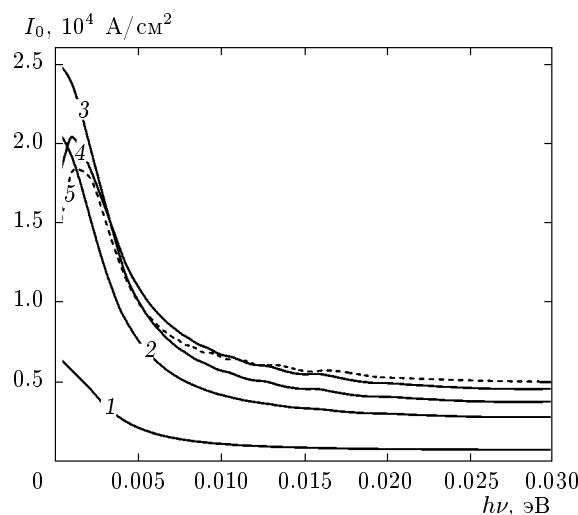


Рис. 11. Зависимости постоянной составляющей тока I_0 от частоты ν для одноямной структуры 10/100/15 при $V_{dc} = 0$ для значений амплитуды переменного сигнала V_{ac} [В] = 0.05 (1), 0.10 (2), 0.12 (3), 0.14 (4), 0.16 (5)

получить зависимости выпрямленного тока I_0 от амплитуды V_{ac} переменного сигнала в низкочастотном пределе. Зависимость $I_0(V_{ac})$ представляет собой кривую с максимумом при V_{ac} порядка V_p — значения V_{dc} для пика статической ВАХ. Уменьшение dI_0 при большом V_{ac} обусловлено переходом в область напряжений, соответствующих ОДП, где ток уменьшается с увеличением напряжения. Оптимальной с точки зрения максимального I_0 при малом V_{ac} является структура 10/100/15. Ширина ямы должна быть такой, чтобы при $V_{dc} = 0$ уровень размерного квантования был ниже E_F в контактах. Для $E_F = 83$ мэВ (что соответствует концентрации электронов в контактах 10^{18} см $^{-3}$) оптимальной оказывается толщина ямы в 100 Å. Падение тока для $h\nu_2$, больших 15 Å, связано с уменьшением ширины кривой статического пропускания с ростом суммарной ширины барьеров.

На рис. 11 изображены зависимости выпрямленного сигнала от энергии кванта переменного поля $h\nu$, полученные численным решением с помощью разложения решения по модам Флоке. При малых V_{ac} ток I_0 уменьшается с ростом частоты, причем для $\nu = 1$ ТГц величина I_0 вдвое меньше, чем в низкочастотном пределе. Для больших V_{ac} при низких частотах имеется слабый максимум $I_0(\nu)$ (кривые 4, 5), но затем наблюдается уменьшение величины тока аналогичное случаю малых V_{ac} . Обращает на себя внимание стремление I_0 не к нулю с ростом ν , а к

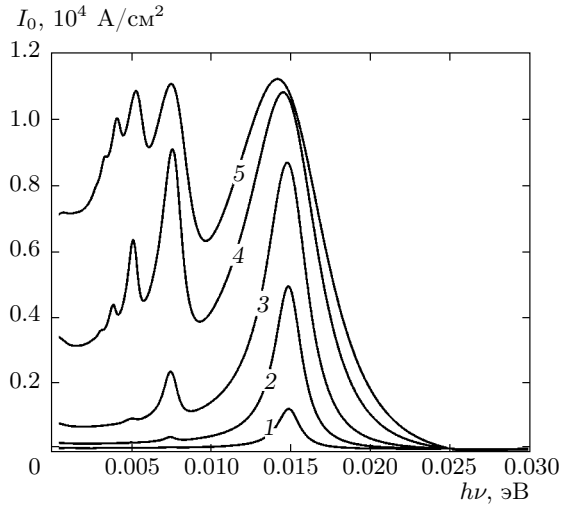


Рис. 12. Зависимости I_0 от частоты ν для двухъямной структуры 15/100/15/90/15 при $V_{dc} = 0$, $E_F = 83$ мэВ, $\Theta = 300$ К для V_{ac} [В] = 0.002 (1), 0.005 (2), 0.01 (3), 0.02 (4), 0.03 (5)

конечному, зависящему от V_{ac} пределу. Такое поведение обусловлено влиянием высоколежащих резонансов в такой системе, и оно аналогично рассмотренному ниже для двухъямных структур.

Перейдем к двухъямным структурам. По аналогии с предыдущим можно вычислить значение I_0 в пределе нулевой частоты и построить зависимость от амплитуды переменного сигнала. При малой амплитуде V_{ac} для широкого набора толщин левой ямы, $h_{w1} = 80\text{--}120$ Å, имеется оптимум по толщине h_{w2} правой ямы. Разность $h_{w1} - h_{w2}$ при этом составляет 6–10 Å. Двухъямные структуры дают значительно большее значение $d^2 I_0 / dV_{dc}^2$ (более чем на порядок) по сравнению с одноямыми при сравнимых суммарных толщинах барьеров. Уже это свидетельствует за использование двухъямных структур в детекторах излучения. Но наиболее ярко преимущество таких структур проявляются в частотной зависимости выпрямленного тока. На рис. 12 представлен пример таких зависимостей для РТС 15/100/15/90/15, $E_F = 83$ мэВ, температуры $\Theta = 300$ К для различных амплитуд переменного сигнала. Характерными особенностями этих зависимостей является образование максимумов тока при значениях частоты, удовлетворяющих условию $\nu = (E_{r2} - E_{r1}) / nh$, где n — целое число. Максимум с $n = 1$ наблюдается при всех значениях амплитуды V_{ac} и обусловлен переходами между резонансными состояниями под действием переменного сигнала, экстремумы с $n > 1$ появляются при конечном

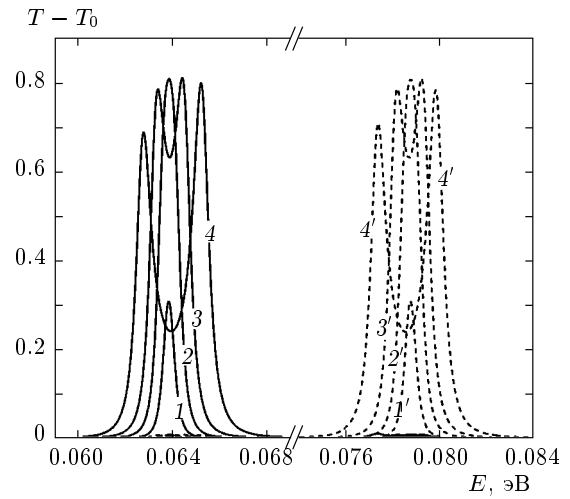


Рис. 13. Зависимости пропускания $T - T_0$ двухъямной структуры 15/100/15/90/15 от энергии для электронов, падающих слева (сплошные кривые 1–4) и справа (штриховые 1'–4'), и амплитуд переменного сигнала V_{ac} [В] = 0.002 (1), 0.005 (2), 0.01 (3), 0.02 (4) для частот, соответствующих основному максимуму $I_0(\nu)$

V_{ac} и обусловлены многофотонными (n -фотонными) переходами между уровнями. Значение выпрямленного тока в максимумах может превышать соответствующее низкочастотное значение более чем на порядок. В отличие от одноямыных структур в области низких частот отсутствует резкое уменьшение тока с ростом частоты.

Для интерпретации результатов проследим за зависимостью пропускания T РТС от энергии E для частоты, соответствующей резонансу уровней. Суммарный ток в системе определяется как разность потоков электронов, пролетающих справа и слева. Ранее при рассмотрении условий генерации мы интересовались напряжениями V_{dc} в области ОДП. В этом случае из-за фермиевского фактора основной вклад в ток вносят электроны из эмиттера, и достаточно было рассмотреть пропускание для электронов эмиттера. При $V_{dc} = 0$ необходимо рассматривать оба потока.

На рис. 13 представлены зависимости от энергии суммарного пропускания двухъямной структуры при падении электронов справа и слева. Суммарный стационарный ток на нулевой частоте равен интегралу от произведения разности $T_l - T_r$ и функции Ферми

$$F = \frac{emk_B\Theta}{2\pi^2\hbar^3} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E}{k_B\Theta} \right) \right].$$

Пропускание в нулевой моде Флоке не зависит от направления распространения, и поэтому лучше анализировать величины $T - T_0$, т. е. разность между полным пропусканием и пропусканием в нулевой моде Флоке. С ростом амплитуды переменного сигнала значение пропускания при падении слева (T_l) в области первого уровня E_{r1} размерного квантования растет, для падения справа (T_r) — убывает. Это приводит к увеличению вклада в суммарный ток состояний с энергией вблизи E_{r1} . В области энергий вблизи E_{r2} ситуация противоположная — растет вклад от электронов, падающих справа, и уменьшается для электронов слева. Для падающей слева волны при $E \sim E_{r1}$ основной вклад в T_l вносит первая мода Флоке, для падающей справа при $E \sim E_{r2}$ — минус первая мода Флоке. Значения T_l в области E_{r1} и T_r в области E_{r2} оказываются близкими.

В то время как пропускание для асимметричной структуры в отсутствие внешнего воздействия может быть существенно меньше единицы (в нашем случае 0.3), включение резонансного поля приводит к увеличению T вплоть до единицы. Конечность суммарного тока при этом обусловлена падающим характером зависимости фермиевской функции F от энергии, т. е. низкоэнергетические состояния имеют больший вес. При нулевой температуре имеем $F = \theta(E_F - E)(E_F - E)$ (здесь θ — тета-функция), и при $E_F < E_{r2}$ вклад от состояний при $E \sim E_{r2}$ отсутствует, а в диапазоне $E_{r1} < E_F < E_{r2}$ величина тока линейно растет с ростом E_F . При $E_F > E_{r2}$ ток не зависит от E_F . Суммарное пропускание по всем модам при E_{r1} и E_{r2} примерно равны, поэтому при $E_F > E_{r2}$ суммарный ток будет пропорционален $(E_F - E_{r1}) - (E_F - E_{r2}) = E_{r2} - E_{r1}$, т. е. в этом диапазоне E_F величина I_0 не зависит от E_F . Учет конечности температуры размывает отмеченные выше особенности зависимости $I_0(E_F)$. Проведенные расчеты при разных значениях энергии Ферми для температур 10 и 300 К подтверждают сделанные выше выводы. При 10 К зависимость близка к описанной ниже: линейный ход при $E_{r1} < E_F < E_{r2}$ и насыщение при $E_F > E_{r2}$. Отсюда можно предложить критерий выбора параметров структуры: они должны быть такими, чтобы энергия Ферми была вблизи уровня размерного квантования в более узкой яме $E_F \sim E_{r2}$.

Как и в рассмотренном выше случае нелинейного режима генерации в области ОДП, наблюдается расщепление пиков $T(E)$, обусловленное проявлением динамического эффекта Штарка. Величина расщепления пропорциональна амплитуде V_{ac} переменного сигнала.

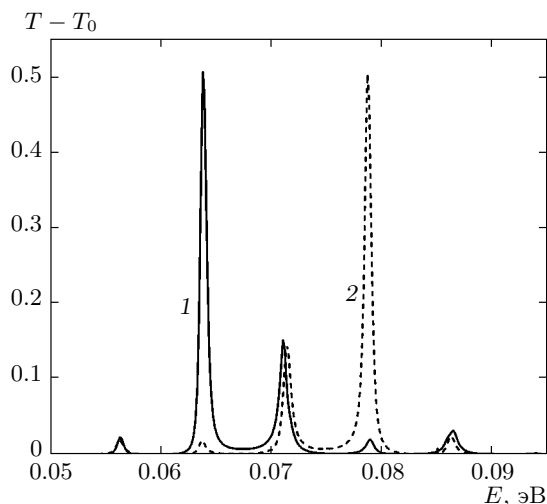


Рис. 14. Зависимости пропускания $T - T_0$ двухъямной структуры 15/100/15/90/15 от энергии E для электронов, падающих слева (сплошные линии) и справа (штриховые), и амплитуды переменного сигнала $V_{ac} = 0.01$ В для частоты $h\nu = 7.48$ мэВ, соответствующей второму максимуму $I_0(\nu)$

Как было отмечено, с ростом V_{ac} появляются пики тока, обусловленные многофотонными переходами между резонансными состояниями. На рис. 14 представлен пример зависимости $T - T_0$ для частоты $h\nu = 7.48$ мэВ, соответствующей дополнительному (второму справа) максимуму зависимости $I_0(\nu)$ на рис. 12. Как и для основного экстремума I_0 , наблюдаются максимумы для потока слева при E_{r1} и для потока справа при E_{r2} . Первый обусловлен в основном вкладом от второй моды Флоке, второй — от минус второй. Как и в случае основного резонанса, малы вклады в области E_{r1} от электронов, падающих справа, и в области E_{r2} от электронов, падающих слева. Кроме того, при $E \sim (E_{r2} - E_{r1})/2$ имеются пики T_l и T_r , обусловленные первыми модами Флоке, которые компенсируют друг друга в суммарном токе. С ростом амплитуды пики расщепляются, появляются вклады от более высоких мод Флоке. Таким образом, как и в случае основного резонанса, конечность суммарного тока обусловлена большим весом низкоэнергетического пика на зависимости $T(E)$.

В области вне резонансов зависимости $T(E)$ для каждого уровня качественно аналогичны получаемым для одноямных структур. На рис. 15 представлены такие зависимости для двух значений $h\nu$ для двухъямных и одноямных структур. Параметры одноямной структуры выбраны такими, чтобы для нее зависимость $T_{st}(E)$ была близка к соответствующей

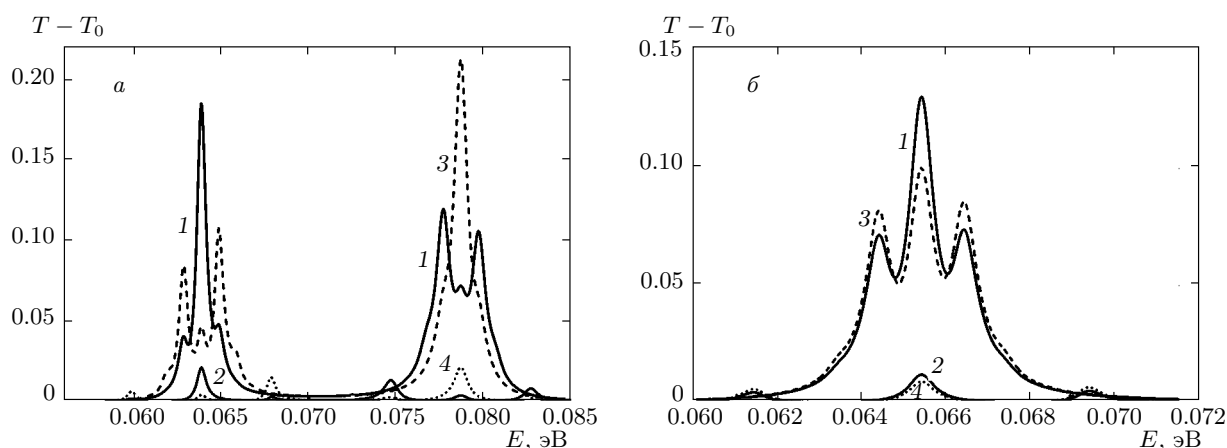


Рис. 15. Зависимости пропускания $T - T_0$ от энергии E для электронов, падающих слева (сплошные линии) и справа (штриховые), и амплитуды переменного сигнала $V_{ac} = 0.002$ В для $h\nu = 2$ мэВ (кривые 1, 3), 4 мэВ (2, 4) для двухъямной 15/100/15/90/15 (а) и одноямной 15/100/25 (б) структур

щей зависимости для первого резонанса двухъямной структуры. Во всем диапазоне энергий присутствуют вклады электронов, падающих как справа, так и слева, поэтому суммарный ток, определяемый их разностью, оказывается существенно меньшим, чем в резонансном случае. По крайней мере для малых V_{ac} значения пропускания при конечной амплитуде V_{ac} определяется значениями исходного статического пропускания при энергиях E_r и $E = E_r \pm h\nu$. С ростом ν значение $T_{st}(E_r \pm h\nu)$ убывает. Это приводит и к уменьшению значений в максимумах суммарного пропускания T с ростом частоты. Характер зависимостей $T(E)$ для первого резонанса двухъямной (рис. 15а) и одноямной (рис. 15б) структур близок, но имеются количественные различия. Главным образом в двухъямной структуре большими оказываются различия для электронов, падающих справа и слева. Естественно, это приводит к существенному различию в значениях выпрямленного тока: для двухъямной структуры он оказывается почти на порядок больше. Более того, в то время как для одноямной структуры зависимость $I_0(\nu)$ является убывающей, для двухъямной возможны ситуации как слабо убывающей, так и растущей зависимости $I_0(\nu)$ (см. рис. 12).

Таким образом, основной особенностью трехбарьерных структур является возможность резонансного детектирования переменного сигнала. Проведено детальное исследование этого эффекта. Положение основного максимума по частоте определяется расстоянием между уровнями размерного квантования и может изменяться в широких пределах как при вариации ширины ям, так и ширины барьеров.

Рисунок 16 иллюстрирует изменение зависимостей $I_0(\nu)$ при вариации ширины барьеров. Расчеты показывают, что при малой амплитуде V_{ac} переменного сигнала ширина резонансного пика $I_0(h\nu)$ близка к сумме ширины пиков стационарного пропускания $T_{st}(E)$. Изменение h_{b2} от нуля изменяет расстояние $E_{r2} - E_{r1}$ от значения примерно 63 мэВ, равного расстоянию между уровнями размерного квантования в яме суммарной ширины (190 Å), до значений, соответствующих разности энергий уровней изолированных ям (около 12 мэВ). Уменьшение расстояния $E_{r2} - E_{r1}$ требует сближения значений ширины ям. Но при этом мы уменьшаем и возможный для детектирования диапазон амплитуд V_{ac} переменного сигнала. Кроме того, расстояние между уровнями должно быть больше суммарной ширины уровней $\Gamma_1 + \Gamma_2$. В противном случае происходит слияние профилей $T_{st}(E)$, система ведет себя как одноуровневая, и пик в $I_0(\nu)$ отсутствует. Это отголоски рассмотренного в работе [11] явления коллапса резонансов.

Изменение ширины крайних барьеров, как видно из рис. 16, сравнительно слабо изменяет положение резонанса. На рис. 17 представлена диаграмма положений максимумов и минимумов зависимости $T_{st}(E)$ при изменении ширины крайних барьеров для двухъямной структуры с $h_{b2} = 15$ Å. Как видно из рисунка, схлопывание резонансов происходит при $h_{b1} \approx 4$ Å. Расчеты показывают, что явно выраженный максимум в $I_0(\nu)$, фактически появляется при $h_{b1} \approx 8$ Å. Для такой толщины расстояние между уровнями уже слабо отличается от предельного значения. Таким образом, вариации толщин крайних барьеров не позволяют эффективно управлять по-

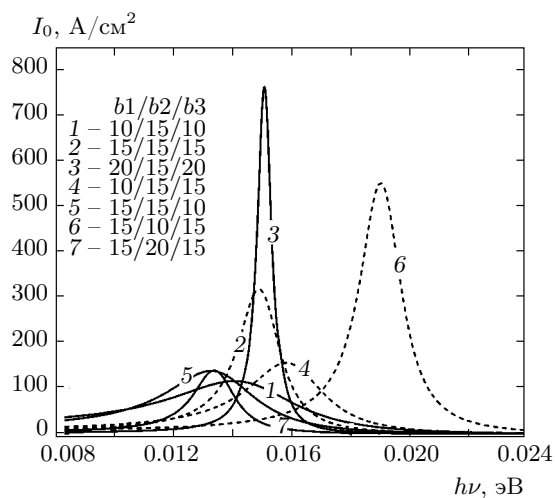


Рис. 16. Частотные зависимости постоянной составляющей тока для двухъямных структур с ширинами ям 100 и 90 Å и барьерами $h_{b1} - h_{b2} - h_{b3}$ [Å] = 10–15–10 (1), 15–15–15 (2), 20–15–20 (3), 10–15–15 (4), 15–15–10 (5), 15–10–15 (6), 15–20–15 (7); $V_{ac} = 0.001$ В при $V_{dc} = 0$

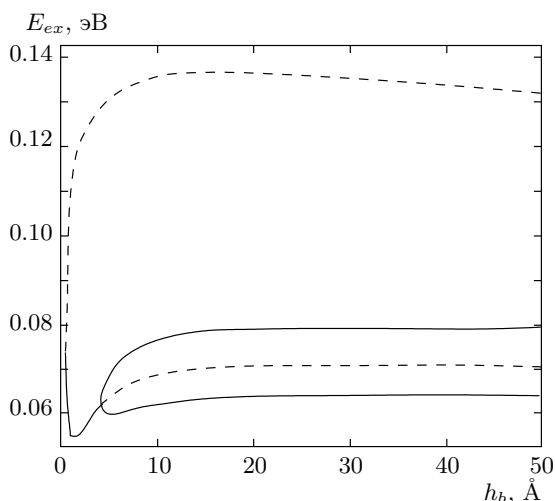


Рис. 17. Изменение положений E_{ex} максимумов (сплошные кривые) и минимумов (штриховые) в зависимости от ширины h_b крайних барьеров для $h_{b2} = 15$ Å

ложением резонансной частоты. Использование барьеров с неодинаковыми ширинами h_{b1} и h_{b3} приводит к уменьшению значения выпрямленного тока в максимуме.

На рис. 18 представлены зависимости $I_0(\nu)$ для набора значений ширины h_{b2} среднего барьера и $h_{b1} = h_{b3} = 20$ Å. Наблюдается изменение резонансной частоты в широком диапазоне и сравнительно

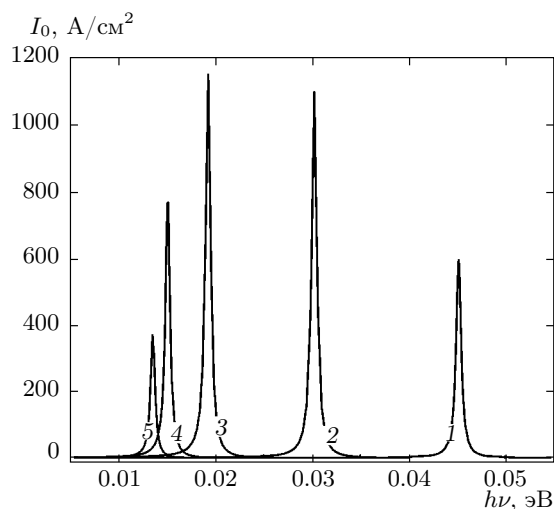


Рис. 18. Зависимости $I_0(\nu)$ для ширины среднего барьера h_{b2} [Å] = 2 (1), 5 (2), 10 (3), 15 (4), 20 (5) для $V_{ac} = 0.001$ В, $h_{b1} = h_{b3} = 20$ Å

слабое изменение ширины резонанса и значения тока в максимуме. Малость тока при большой ширине h_{b2} барьера обусловлена в основном малой величиной пропускания $T(E)$. Уменьшение h_{b2} приводит к росту пропускания в максимуме T , но и одновременно к симметризации структуры (при $h_{b2} = 0$ структура оказывается двухбарьерной симметричной, для которой пик $I_0(\nu)$ отсутствует). В результате наблюдается максимум выпрямленного тока при некоторой ширине (около 10 Å) среднего барьера.

Основной характеристикой устройства детектирования является зависимость величины тока I_0 от амплитуды переменного сигнала V_{ac} . На рис. 19 представлены такие зависимости для структуры $h_b/100/20/90/h_b$. Как видно из рисунка, для низкочастотного предела при малых V_{ac} наблюдается квадратичный рост тока. Максимум получается при значении V_{ac} , близком к значению напряжения пика V_p статической ВАХ. Для резонансной частоты область квадратичного роста $I_0(\nu)$ значительно сужается, в некотором диапазоне V_{ac} характеристика становится близкой к линейной, что важно для приборных приложений. Интервал по V_{ac} , в котором наблюдается резкая зависимость выпрямленного тока, существенно зависит от ширины крайних барьеров. При малых V_{ac} крутизна зависимости $I_0(V_{ac})$ растет с ростом ширины барьера. Таким образом, задавая предельным значением амплитуды переменного сигнала, можно подобрать оптимальное значение ширины крайних барьеров.

Значение тока в резонансном случае может превышать значение для низкочастотного предела бо-

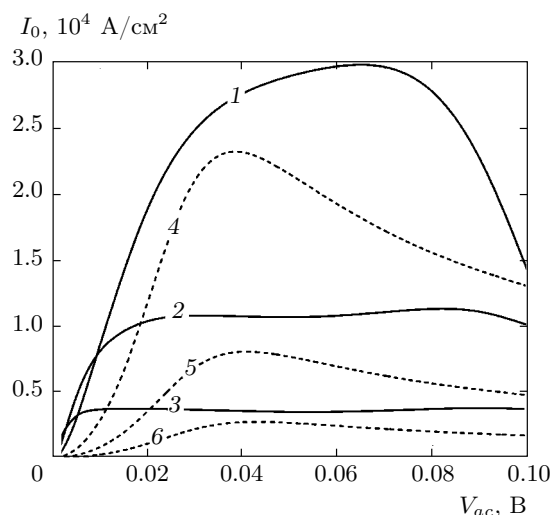


Рис. 19. Зависимости постоянной составляющей тока I_0 от амплитуды переменного сигнала V_{ac} в низкочастотном пределе (штриховые линии) и при резонансной частоте (сплошные) для структуры $h_b/100/15/90/h_b$ для h_b [Å] = 10 (1, 4), 15 (2, 5), 20 (3, 6); резонансные частоты соответствуют $h\nu$ [мэВ] = 14.298 (1), 14.905 (2), 15.064 (3)

лее чем на порядок для $h_b = 15$ Å и на два порядка для $h_b = 20$ Å.

Дополнительным способом управления характеристиками устройства может служить приложение к структуре постоянного напряжения смещения, которое изменяет расстояния между уровнями размерного квантования и, следовательно, изменяет резонансную частоту детектирования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе развита теория взаимодействия электронов с высокочастотным электрическим полем в одноямных и двухъямных РТС, основанная на использовании теоремы Флоке. Установившееся решение нестационарного уравнения Шредингера в периодическом по времени электрическом поле ищется в виде разложения по модам Флоке (квазиэнергетическим состояниям), коэффициенты разложения вычисляются с использованием матрицы переноса. Этот метод является идеальным для анализа нелинейного режима взаимодействия, поскольку в рамках применимости описания баллистического переноса с помощью уравнения (1) и записи переменного поля в виде (2) он свободен от огра-

ничений как по частоте ν , так и по амплитуде V_{ac} воздействия; точность численного счета легко контролируется.

Конкретные расчеты выполнены для РТС на основе гетеросистемы InGaAs/AlAs. Проведены детальные вычисления зависимостей действительной части высокочастотной проводимости σ' для двух- и трехбарьерных РТС от амплитуды V_{ac} переменного поля и на этой основе определены предельные значения величины генерируемого в структуре поля E_G . Показано, что в некоторой области постоянных смещений V_{dc} возможен режим, при котором решение, соответствующее $\sigma' < 0$ (усиление), существует в конечном диапазоне амплитуд переменного сигнала (V_{ac1}, V_{ac2}). Это может приводить к жесткому режиму генерации. Максимальное поле генерации достигается при V_{dc} , превышающем значение, соответствующее максимальному усилению в линейном режиме и представляющееся оптимальным исходя из линейного анализа. Существует предельная частота, начиная с которой генерация в системе оказывается невозможной.

В работе [11] в рамках линейного анализа показано, что трехбарьерные структуры являются наиболее перспективными для построения устройств усиления и генерации терагерцевого излучения благодаря возможной узкополосности и перестройке по частоте. В настоящей работе подробно исследуется влияние конечной амплитуды V_{ac} на характер зависимостей тока I_{a1} в первой гармонике от частоты переменного воздействия. Характерные особенности кривых — смещение максимума $I_{a1}(\nu)$ и его уширение с ростом амплитуды переменного сигнала V_{ac} . Экстремальное значение I_{a1} вначале увеличивается с ростом V_{ac} , достигает максимума и затем уменьшается. Начиная с некоторого значения V_{ac} , образуются дополнительные максимумы I_{a1} на частотах порядка ν_{21}/n ($n = 2, 3, \dots$). Последнее обусловлено переходами между резонансными состояниями с энергиями E_{r2} и E_{r1} за счет многофотонных процессов. Появление этих особенностей при малом значении V_{ac} (около 0.002 В) говорит о том, что наша система является существенно нелинейной.

На основе анализа зависимостей суммарного пропускания T от энергии E исследован динамический эффект Штарка в открытой системе. В одноямных структурах и в двухъямных в нерезонансном случае наблюдается квадратичный по амплитуде переменного поля сдвиг положений E_r резонансов. В резонансном случае ($h\nu \approx E_{r2} - E_{r1}$) в двухъямной РТС имеет место расщепление уровней, пропорциональное амплитуде переменного воздействия.

Исследовано явление детектирования переменного сигнала с помощью РТС. Обнаружен эффект резонансного увеличения постоянной составляющей тока I_0 в двухъямных структурах при частоте сигнала ν , соответствующей расстоянию между уровнями размерного квантования $h\nu \approx E_{r2} - E_{r1}$. Показано, что в асимметричных системах детектирование возможно при отсутствии постоянного смещения, что позволяет создавать на их основе детекторы без смещения (zero biased detector). Характерными особенностями зависимостей $I_0(\nu)$ является образование максимумов тока при значениях частоты, удовлетворяющих условию $h\nu = (E_{r2} - E_{r1})/n$, где n — целое число. Максимум с $n = 1$ наблюдается при всех V_{ac} и обусловлен переходами между резонансными состояниями под действием переменного сигнала. Экстремумы с $n > 1$ появляются при конечной величине V_{ac} и обусловлены многофотонными (n -фотонными) переходами между уровнями. Значение выпрямленного тока в максимумах превышает соответствующее низкочастотное значение более чем на порядок. В отличие от одноямных структур, в области низких частот отсутствует резкое уменьшение тока с ростом частоты. Проведено детальное исследование эффекта резонансного детектирования, выполнена оптимизация параметров РТС. Возможна перестройка резонансной частоты при изменении приложенного к структуре постоянного смещения V_{dc} .

Полученные данные открывают перспективы создания на основе многоямных РТС нового класса эффективных твердотельных детекторов терагерцевого излучения.

Автор признателен В. Н. Мурзину за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 14-02-00658) и Министерства образования и науки РФ (задание № 2014/101).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Asada and S. Suzuki, *IEICE Electronics Express* **8**, 1110 (2011).
2. S. Takahagi, H. Shin-ya, K. Asakawa et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **50**, 01BG01 (2011).
3. H. Kanaya, H. Shibayama, R. Sogabe et al., *Appl. Phys. Express* **5**, 124101 (2012).
4. H. Kanaya, R. Sogabe, T. Maekawa et al., *J. Infrared Millimeter and Terahertz Waves* **35**, 425 (2014).
5. Y. Koyama, R. Sekiguchi, and T. Ouchi, *Appl. Phys. Express* **6**, 064102 (2013).
6. Е. И. Голанд, А. Б. Пашковский, *ФТП* **31**, 950 (1997).
7. В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, Ф. И. Подливаев, *ФТП* **34**, 1373 (2000).
8. В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, Ф. И. Подливаев, *ФТП* **36**, 981 (2002).
9. В. Ф. Елесин, И. Ю. Катеев, *ФТП* **39**, 1106 (2005).
10. В. Ф. Елесин, *ЖЭТФ* **116**, 704 (1999).
11. В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, С. А. Савинов, В. Н. Мурзин, *ЖЭТФ* **143**, 569 (2013).
12. V. V. Kapayev, V. N. Murzin, and S. A. Savinov, *Opt. Engineering* **52**, 014002 (2013).
13. V. F. Baskakov and A. V. Popov, *Wave Motion* **14**, 123 (1974).
14. A. Arnold, *VLSI Design* **6**, 313 (1998).
15. J.-F. Mennemanna, A. Jungela, and H. Kosinab, *J. Comput. Phys.* **239**, 187 (2013).
16. G. Platero and R. Aguado, *Phys. Rep.* **395**, 1 (2004).
17. W. Li and L. E. Reichl, *Phys. Rev. B* **60**, 15732 (1999).
18. D. D. Coon and H. C. Liu, *J. Appl. Phys.* **58**, 2230 (1985).
19. Е. И. Голанд, А. Б. Пашковский, А. С. Тагер, *ФТП* **28**, 740 (1994).
20. В. Ф. Елесин, *ЖЭТФ* **112**, 483 (1997).
21. В. М. Галицкий, В. Ф. Елесин, *Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
22. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, *УФН* **93**, 71 (1967).
23. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, В. А. Ходовой, *УФН* **117**, 189 (1975).
24. L. Liu, J. Hesler, H. Xu et al., *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.* **20**, 504 (2010).
25. P. Chahal, F. Morris, and G. Frazier, *IEEE Electron Device Lett.* **26**, 894 (2005).
26. N. Hori, T. Ozono, N. Orihashi, and M. Asada, *J. Appl. Phys.* **99**, 064508 (2006).